

Diplomarbeit

Rotationsgeschwindigkeiten Weißer Zwerge aus dem ESO SPY-Survey

Christian Schmitt

Oktober 2007

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

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Weiße Zwerge	5
2.1. Entstehung	5
2.2. Aufbau und Eigenschaften	6
2.3. Spektralklassifikation, ZZ Ceti-Sterne	7
2.4. Der SPY-Survey	8
3. Sternrotation	11
4. Untersuchung der SPY-Spektren	17
4.1. Vorarbeiten	17
4.1.1. Auswahl der Balmerlinien, Fitbreite	17
4.1.2. Koaddition	18
4.2. Vorstudie	19
4.2.1. Messbarkeitsgrenzen, Kandidatenauswahl	21
4.2.2. Statistischer Fehler	26
4.2.3. Systematischer Fehler	28
4.2.4. Zusammenfassung	31
4.3. Auffällige Spektren	32
4.3.1. Nicht korrekt wiedergegebene Linienkerne	33
4.3.2. Diskrepanzen zwischen H_α und H_β	37
4.3.3. Spektrale Features	40
4.4. Auswertung	43
5. Vergleich mit Karl et al.	45
6. Ergebnisse	51
7. Zusammenfassung und Ausblick	57
A. Tabelle mit Ergebnissen	59

1. Einleitung

Weißer Zwerge sind das bei weitem häufigste Endstadium der Sternentwicklung. Obwohl es sich deshalb um sehr zahlreich vorkommende Objekte handelt, ist kein einziger Weißer Zwerg mit dem bloßen Auge zu sehen. Das liegt daran, dass Weiße Zwerge nur eine geringe Größe und gleichzeitig geringe Leuchtkraft besitzen. Da in ihrem Innern keine Fusionsprozesse mehr stattfinden, leuchten sie nur noch aufgrund der in ihnen gespeicherten Restwärme. Während sie im Laufe der Zeit langsam auskühlen, geht ihre Leuchtkraft immer mehr zurück. Dadurch werden sie für uns zunehmend schwerer zu beobachten. Dank moderner Großteleskope sind aber heute trotzdem mehrere tausend Weiße Zwerge bekannt und katalogisiert. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit von Weißen Zwergen.

Das Interesse an der Rotationsgeschwindigkeit begründet sich hauptsächlich damit, dass man mit ihr Rückschlüsse auf den Entstehungsprozess von Weißen Zwergen ziehen kann. Denn über die Drehimpulserhaltung ist die Rotation der Weißen Zwerge mit der Rotation ihrer Vorläufersterne gekoppelt, über die man bereits recht genaue Erkenntnisse besitzt. Die bisherigen Untersuchungen ergaben für Weiße Zwerge recht kleine Rotationsgeschwindigkeiten. Das deutet darauf hin, dass ein Großteil des Drehimpulses im Laufe der Nach-Hauptreihenentwicklung vom Stern wegtransportiert wird. Ebenfalls von großem astronomischen Interesse sind Doppelsternsysteme aus Weißen Zwergen, weil einige dieser Systeme als Vorläufer von Supernovae vom Typ Ia in Frage kommen könnten. Da Ia-Supernovae als Standardkerzen in der kosmologischen Entfernungsbestimmung eingesetzt werden, ist ein genaues Verständnis ihres Ausbruchmechanismus von sehr großer Bedeutung.

Weißer Zwerge sind also sehr wichtige astronomische Objekte, und ihrer Rotationsgeschwindigkeit kommt eine besondere Bedeutung zu. Trotzdem wurden bisher nur wenige Weiße Zwerge auf ihre Rotationsgeschwindigkeit hin untersucht, weil dafür sehr gute, hoch aufgelöste Spektren benötigt werden, die nur mit modernen Großteleskopen der 8m-Klasse gewonnen werden können. Das Interesse am Entstehungsprozess von Supernovae vom Typ Ia führte aber schließlich dazu, dass im Rahmen des sogenannten SPY-Survey hoch aufgelöste Spektren von einer großen Anzahl von Weißen Zwergen aufgenommen wurden. Im Rahmen dieser Diplomarbeit ist ein Teil dieser Spektren ausgewertet worden. Mit dieser Untersuchung hat sich die Anzahl der Weißen Zwerge mit bekannter projizierter Rotationsgeschwindigkeit deutlich erhöht, wodurch sehr viel verlässlichere Schlussfolgerungen als bisher gezogen werden konnten.

Diese Arbeit gliedert sich in sechs Kapitel. In Kapitel 2 geht es zunächst um die Eigenschaften von Weißen Zwergen, sowie ihre Entstehung und Klassifikation. Außerdem wird der oben erwähnte SPY-Survey vorgestellt. In Kapitel 3 wird kurz auf die Rotationsverbreiterung von Spektrallinien eingegangen, die die Messgrundlage dieser Arbeit darstellt. Außerdem ist für verschiedene Parameter und Rotationsverbreiterungen das Linienprofil der Balmerlinien bei den hier untersuchten DA-Weißen Zwergen gezeigt. Bei Weißen Zwergen dieses Spektraltyps sind im Spektrum nur Balmerlinien vorhanden. Grundlegende Kenntnisse über ihr Aussehen sind notwendig, um die im Kapitel 4 beschriebene Vorstudie interpretieren zu können. Letztere diente insbesondere dazu, Nachweisgrenzen als Funktion der atmosphärischen Parameter abzuschätzen. Außerdem wurden Mindestanforderungen

an die Qualität der zu analysierenden Spektren herausgearbeitet, und der Einfluss statistischer und systematischer Fehler bei der Messung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit untersucht. Neben diesen Vorarbeiten ist in Kapitel 4 auch die Untersuchung einiger auffälliger Spektren beschrieben. Die Auswertung des Samples geschah mit einer χ^2 -Minimierungsmethode, welche ebenfalls in Kapitel 4 beschrieben ist. Mit der Frage, inwieweit die in dieser Arbeit gewählte Auswertungsmethode mit älteren Arbeiten vergleichbar ist, beschäftigt sich das darauf folgende Kapitel 5. Dazu wurden einige bereits ausgewertete Spektren nochmals mit der in dieser Arbeit verwendeten Methode untersucht. Welche Unterschiede sich dabei ergeben haben, ist in Kapitel 5 näher erläutert. Die Resultate der Auswertung des SPY-Samples werden schließlich in Kapitel 6 diskutiert.

2. Weiße Zwerge

2.1. Entstehung

Weiße Zwerge sind die ausgebrannten Überreste von Sternen mit einer Anfangsmasse von bis zu acht Sonnenmassen. Auf der Hauptreihe befinden sich alle Sterne, in deren Innern Wasserstoff zu Helium fusioniert. Ein Stern verlässt die Hauptreihe, sobald sich der Wasserstoffvorrat im Kern dem Ende zuneigt, und sich das Wasserstoffbrennen in einer Schale um den Kern fortsetzt. Dann befindet er sich auf dem Rote Riesen-Ast. Die Masse des entstehenden Heliumkerns steigt im Laufe der Zeit an, bis schließlich Druck und Temperatur ausreichen, um das Helium zu zünden. Je nach Masse kann dies explosiv geschehen (Helium-Flash), führt aber nicht zur Zerstörung des Sterns. Während im Kern nun Heliumbrennen stattfindet, setzt sich in der darüber liegenden Schale das Wasserstoffbrennen fort. In dieser Phase der Entwicklung befindet sich der Stern auf dem horizontalen Riesenast. Sobald auch das Heliumbrennen in eine Schale um den sich bildenden Kohlenstoffkern übergeht, expandiert der Stern und verliert allmählich seine äußere Hülle. Jetzt befindet er sich auf dem asymptotischen Riesenast. Aus der abgestoßenen Hülle entsteht ein planetarischer Nebel. Vom ursprünglichen Stern verbleibt nur noch der sehr heiße Kernbereich. Dieser kühlt sukzessive ab und bildet einen neuen Weißen Zwerg.

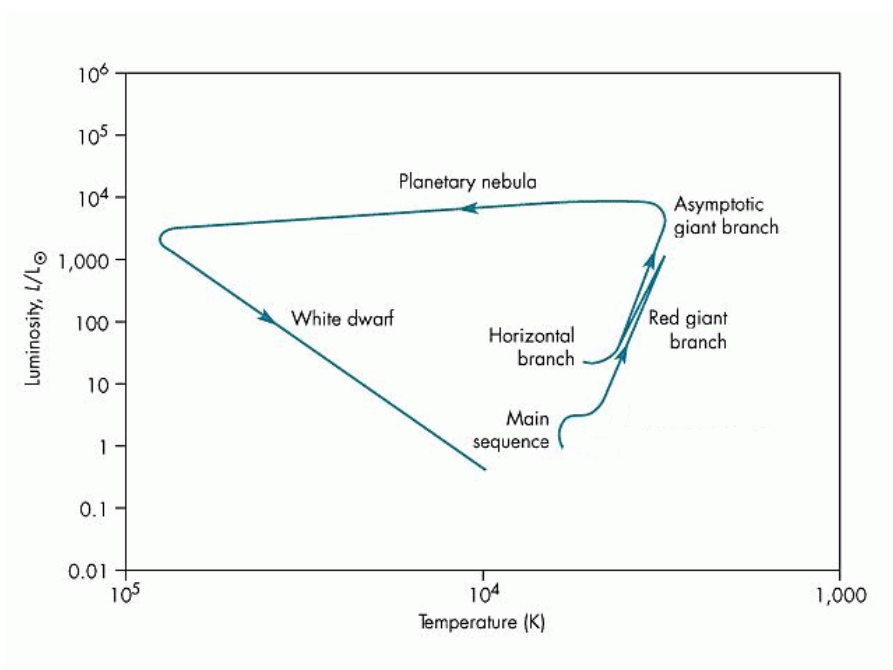


Abbildung 2.1.: Entwicklungsweg eines sonnenähnlichen Sterns von der Hauptreihe zum Weißen Zwerg (Quelle: http://www.edu-observatory.org/mcc/homework/homework.ch.18-19/HR_diagram_Sun.gif, modifiziert)

2.2. Aufbau und Eigenschaften

In Abbildung 2.2 ist der innere Aufbau eines Weißen Zwergs schematisch dargestellt. Ein Weißer Zwerg besteht nahezu vollständig aus Kohlenstoff und Sauerstoff, also den Produkten des Heliumbrennens. Vom Wasserstoff und Helium des Vorläufersterns sind nur noch Spuren vorhanden, die eine dünne Schicht um den C/O-Kern bilden. Die beiden Elemente trennen sich für gewöhnlich unter dem Einfluss der starken Gravitation. Das schwerere Helium bildet die tiefer gelegene Schicht, während sich der leichtere Wasserstoff darüber sammelt. Durch Konvektion kann jedoch eine Durchmischung der beiden Elemente stattfinden. Konvektion in der Atmosphäre findet allerdings nur bei Weißen Zwergen mit weniger als 14000 K Effektivtemperatur statt. Manche Weißen Zwerge besitzen, anders als in der Abbildung dargestellt, kaum noch Wasserstoff. Dann besteht die äußerste Schicht fast vollständig aus Helium.

Abbildung 2.3 zeigt die Massenverteilung der DA-Weißen Zwerge des SPY-Survey (zur Spektralklassifikation siehe Kapitel 2.3). Die meisten Objekte findet man im Peak bei 0,5 - 0,6 Sonnenmassen. Daneben gibt es aber auch einige Sterne, die eine deutlich kleinere bzw. eine sehr große Masse aufweisen. Die Häufung bei $0,35 M_{\odot}$ wird vermutlich von Helium-Weißen Zwergen gebildet, also von Weißen Zwergen die statt eines C/O-Kerns einen Heliumkern besitzen. Bei solchen Objekten kann es sich nicht um die Endstadien einer Einzelsternentwicklung handeln. Denn massearme Hauptreihensterne, aus denen sich He-Weiße Zwerge bilden würden, können sich innerhalb einer Hubblezeit noch gar nicht zu einem Weißen Zwerg entwickelt haben. Solche Objekte müssen aus Doppelsternsystemen entstanden sein, in denen ein Stern an seinen Partner Materie verliert. Durch diesen Massenverlust kann in ihm das Heliumbrennen nicht zünden, die Entwicklung des Sterns zu einem Weißen Zwerg wird aber dadurch innerhalb einer Hubblezeit möglich. Weiße Zwerge mit sehr hoher Masse können durch die Verschmelzung zweier Weißer Zwerge in einem Doppelsternsystem erklärt werden. Der Peak bei $0,8 M_{\odot}$ könnte durch verschmolzene He-Weiße Zwerge gebildet werden. In anderen Veröffentlichungen findet man auch Weiße Zwerge mit höheren Massen. Solche Sterne könnten dann auf die Verschmelzung von C/O-Weißen Zwergen oder C/O- und He-Weißen Zwergen zurückgeführt werden.

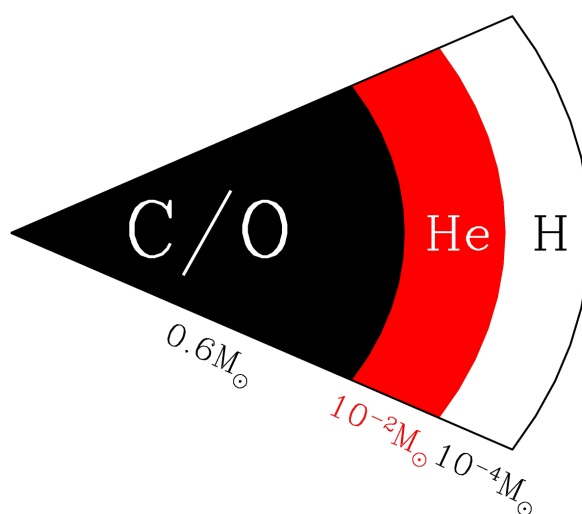


Abbildung 2.2.: Typischer innerer Aufbau eines Weißen Zwergs (Quelle: <http://strc.herts.ac.uk/astro/progs/images/whitedwarf1.jpg>)

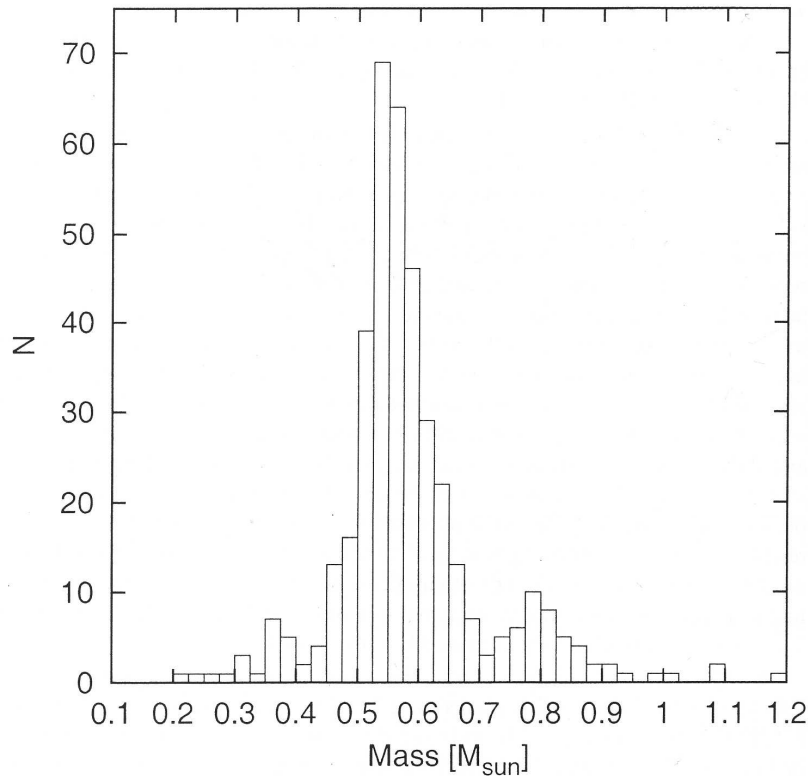


Abbildung 2.3.: Massenverteilung der DA-Weißen Zwerge aus dem SPY-Survey (aus [2])

Weiße Zwerge haben typischerweise einen Radius von $0,01 R_{\odot}$, was etwa einem Erdradius entspricht. Bei einer Masse von ungefähr $0,6 M_{\odot}$ entspricht das einer Dichte in der Größenordnung von $10^5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$. Das Innere des Sterns ist aber nicht nur extrem dicht, sondern mit mehreren Millionen Kelvin auch noch sehr heiß. Unter diesen Bedingungen liegt die Materie vollständig ionisiert vor, und die freien Elektronen sind vollständig entartet. Die Schwerkraft wird durch den Druck dieses entarteten Elektronengases ausgeglichen. Aufgrund der Entartung gehorchen Weiße Zwerge einer ungewöhnlichen Masse-Radius-Beziehung:

$$R \propto M^{-\frac{1}{3}}. \quad (2.1)$$

Weiße Zwerge sind also umso kleiner, je schwerer sie sind. Allerdings kann die Masse nicht beliebig groß werden. Weiße Zwerge mit mehr als $1,44 M_{\odot}$ können nicht existieren, da dann der Druck des Elektronengases nicht mehr ausreichen würde, um die Schwerkraft zu kompensieren. Diese Grenzmasse wird nach ihrem Entdecker auch Chandrasekhar-Masse genannt.

2.3. Spektralklassifikation, ZZ Ceti-Sterne

Weiße Zwerge teilt man nach dem Aussehen ihrer Spektren in unterschiedliche Spektraltypen ein (siehe Tabelle 2.1). Am häufigsten findet man Weiße Zwerge mit einem reinen Wasserstoffspektrum (DA), die auch in dieser Arbeit untersucht werden. Vorkommen können auch Mischformen aus den in der Tabelle angegebenen Grundtypen. DAZ steht z.B. für Sterne, die sowohl Wasserstofflinien, als auch Linien von schwereren Elementen (z.B. Calcium) zeigen. Spektren, in denen sich eine Zeeman-Aufspaltung zeigt, werden mit dem Zusatz H versehen. So steht z.B. DAH für ein

Spektraltyp	Beschreibung
DA	nur Wasserstofflinien
DB	nur HeI-Linien
DC	keine Linien
DO	starke HeII-Linien, HeI- oder H-Linien vorhanden
DZ	nur Metalllinien, keine He- oder H-Linien
DQ	Kohlenstofflinien
... H	Zusatz für magnetische Objekte (Zeeman-Aufspaltung)

Tabelle 2.1.: Auswahl einiger Spektraltypen von Weißen Zwergen

reines Wasserstoffspektrum, dessen Linien unter dem Einfluss eines Magnetfelds aufgespalten sind. Typische Magnetfeldstärken bei Weißen Zwergen liegen im Bereich kG bis MG.

Eine wichtige Klasse von Weißen Zwergen sind die sogenannten ZZ Ceti-Sterne. Dabei handelt es sich um variable Weiße Zwerge vom Spektraltyp DA. Diese Sterne zeigen Helligkeitsschwankungen, die durch Pulsationen ihrer Sternoberfläche verursacht werden. ZZ Ceti's findet man ausschließlich bei Temperaturen von ca. 11000 bis 12500 K. Bis zum jetzigen Zeitpunkt ist nicht endgültig geklärt, ob dieser sogenannte ZZ Ceti-Streifen nur variable, oder auch nicht-variable Objekte enthält. Bisherige Veröffentlichungen zu diesem Thema deuten jedoch darauf hin, dass alle Sterne in diesem Temperaturbereich Pulsationen zeigen. In diesem Fall wäre die ZZ Ceti-Phase ein normales Entwicklungsstadium, das alle Weißen Zwerge durchlaufen müssten, sobald sie auf diese Temperaturen abgekühlt sind. Im anderen Fall wären die Pulsationen ein besonderes Verhalten einiger Weißer Zwerge, die sich dann aber durch irgendwelche Eigenschaften von den nicht-pulsierenden Objekten unterscheiden müssten.

Die Spektren von ZZ Ceti's besitzen relativ breite, meist merkwürdig geformte Linienkerne. In manchen Fällen können sie mit einer relativ großen Rotationsverbreiterung gefittet werden. Oft wird jedoch überhaupt kein passender Fit erreicht. Asteroseismologische Untersuchungen ergeben für diese Objekte allerdings keine außergewöhnlich hohen Rotationsgeschwindigkeiten. Stattdessen findet man dieselben Werte, die man auch für nicht-variablen Objekte erhält. Wie die Verbreiterung der Spektrallinien bei den ZZ Ceti's genau funktioniert, ist nicht abschließend geklärt. Da ihre Atmosphären nicht nur pulsieren, sondern gleichzeitig auch konvektiv sind, handelt es sich dabei um ein hochkomplexes hydrodynamisches Problem.

2.4. Der SPY-Survey

Beim SPY-Survey handelte es sich um eine Beobertungskampagne, in deren Verlauf eine große Anzahl Weißer Zwerge auf Radialvariabilität untersucht wurde. Dadurch sollten möglichst viele enge Doppelsterne aus zwei Weißen Zwergen gefunden werden, da diese unter Umständen als Vorläufer von Supernovae vom Typ Ia in Frage kommen (siehe Napiwotzki et al., [4]).

Allgemein akzeptiert ist die Tatsache, dass es sich bei diesem Supernovotyp um die thermonukleare Explosion von Kohlenstoff in einem Weißen Zwerg handelt. Diese Explosion setzt ein, sobald der Weiße Zwerg die Chandrasekhar-Masse nahezu erreicht. Dann herrschen im Innern des Sterns Drücke und Temperaturen, bei denen die Fusion von Kohlenstoff explosionsartig einsetzt. Unklar

ist jedoch noch der genaue Prozess, der zum Massenanstieg des Weißen Zwergs führt. Fest steht, dass sich der Weiße Zwerg in einem Doppelsternsystem befinden muss, da dann ein Massentransfer vom Begleitstern zum Weißen Zwerg stattfinden kann. Dieser Massentransfer kann jedoch auf zwei unterschiedliche Arten erfolgen. Zum einen kann der Begleitstern ein Hauptreihenstern oder ein Riesenstern sein (single degenerate Szenario, SD). In diesem Fall akkretiert der Weiße Zwerg kontinuierlich Masse von seinem Begleiter, bis schließlich nahe der Chandrasekhar-Masse die Explosion einsetzt. Das andere Szenario bezeichnet man als double degenerate Szenario (DD). In diesem Fall ist der Begleitstern ebenfalls ein Weißer Zwerg. Ein solches Doppelsternsystem verliert durch die Abstrahlung von Gravitationswellen kontinuierlich Drehimpuls, wodurch sich die beiden Komponenten immer mehr annähern. Kommt es schließlich zum Verschmelzen der beiden Weißen Zwerge, wird die Chandrasekhar-Masse schlagartig überschritten. Dieser Vorgang wird auch als merger-Szenario bezeichnet.

Ziel des SPY-Survey (Supernova type Ia Progenitor survey) war es, durch hochgenaue Radialgeschwindigkeitsmessungen bei möglichst vielen Weißen Zwergen, eine große Anzahl an DD-Systemen zu finden. Durch Nachfolgeuntersuchungen sollte dann geklärt werden, ob es darunter Systeme gibt, die als Supernova Ia-Vorläufer in Frage kommen.

Im einfachsten Fall lässt sich ein Doppelsternsystem bereits dadurch identifizieren, dass in seinem Spektrum Linien beider Komponenten zu sehen sind. Falls jedoch nur eine Komponente des Systems im Spektrum sichtbar ist, verrät sich ein eventuell vorhandener Begleiter durch periodische Radialgeschwindigkeitsvariationen des sichtbaren Sterns. Deshalb sollten im Rahmen des SPY-Survey von jedem Objekt zwei Spektren zu zwei zufällig ausgewählten Zeitpunkten aufgenommen werden. Wenn sich die aus den beiden Aufnahmen gewonnenen Radialgeschwindigkeiten unterscheiden, wäre das ein Hinweis auf einen Begleiter. Aufgrund begrenzter Beobachtungszeit war es allerdings nicht möglich, tatsächlich von jedem Stern ein zweites Spektrum aufzunehmen. Von einigen Objekten sind andererseits sogar drei oder mehr Spektren aufgenommen worden.

Die Beobachtungen für den SPY-Survey wurden am UT2-Teleskop des Very Large Telescope der Europäischen Südsternwarte (ESO) durchgeführt. Dabei wurden eher ungünstige Beobachtungsbedingungen genutzt, die für andere Projekte nicht geeignet gewesen wären. Zur Aufnahme der Spektren wurde das Instrument UVES (UV-visuelle échelle spectrograph) verwendet. In diesem wird das vom Teleskop ankommende Sternlicht zunächst in einem Strahlteiler in zwei Anteile aufgespalten. In den beiden Teilstrahlen wird der blaue bzw. rote Anteil des Spektrums getrennt analysiert und aufgenommen. Dabei wird im blauen Bereich ein CCD-Chip eingesetzt, während im roten Bereich zwei CCD's verwendet werden. Insgesamt wurde der Wellenlängenbereich von ca. 3200 Å bis 6650 Å abgedeckt. Aufgrund des optischen Aufbaus konnten aber zwei etwa 80 Å breite Bereiche bei 4580 Å und 5640 Å nicht erfasst werden. Das hat jedoch für diese Arbeit keine weitere Bedeutung, da die Balmerlinien davon nicht betroffen sind.

Gearbeitet wurde mit einer relativ großen Spaltbreite von 2,1", was einer Auflösung von 18500 entspricht. Die Seeing-Bedingungen während der Aufnahmen waren jedoch meistens besser. Deshalb wird die Auflösung in nahezu allen Fällen vom Seeing bestimmt, und ist deutlich besser. Die bei einem bestimmten Seeingwert erhaltene Auflösung kann leicht mit folgender Formel berechnet werden:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{18500} \cdot \frac{\text{Seeing ["]}}{2,1} = \frac{\text{Seeing ["]}}{38850} \quad (2.2)$$

Die Seeing-Verhältnisse während der einzelnen Beobachtungen können online im Archiv der ESO nachgeschaut werden (siehe Kapitel 4.3). Im Durchschnitt lag das Seeing während der hier verwendeten Aufnahmen bei 1", was somit einer Auflösung von knapp 40000 entspricht.

Als Datenbasis für den Survey dienten verschiedene Kataloge und Himmelsdurchmusterungen. Im Einzelnen wurden der Katalog von McCook& Sion (siehe [5]), sowie der Hamburg-ESO survey, Hamburg-Quasar survey, Montreal-Cambridge-Tololo survey, und der Edinburgh-Cape survey verwendet. Es wurden alle Weißen Zwerge ausgewählt, die eine Deklination von weniger als $+25^\circ$ besitzen, und im Blauen eine scheinbare Helligkeit von wenigstens 16,5 mag aufweisen.

Insgesamt wurden Spektren von über 1000 Objekten aufgenommen. Dadurch konnten ca. 150 DD-Systeme, sowie mehrere Dutzend SD-Systeme identifiziert werden. Als Nebenprodukt lieferte der SPY-Survey hunderte hoch aufgelöste Spektren von den verschiedensten Objekten, insbesondere natürlich von Weißen Zwergen. Diese Arbeit macht sich die im Rahmen des Survey gewonnenen Spektren von DA-Weißen Zwergen zunutze, um mit ihnen die Rotationsgeschwindigkeit dieser Objekte eingehend zu studieren.

3. Sternrotation

Die Rotation eines Sterns zeigt sich in seinem Spektrum durch eine Verbreiterung der Spektrallinien. Durch die Rotation bewegt sich eine Hälfte des Sterns auf uns zu, die andere Hälfte bewegt sich von uns weg. Die Sternscheibe lässt sich in schmale Streifen einteilen, in denen jeder Punkt dieselbe Radialgeschwindigkeit aufweist (siehe Abbildung 3.1). Aufgrund des Dopplereffekts lässt sich wiederum jeder Radialgeschwindigkeit mit Hilfe der Formel

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \quad (3.1)$$

eine Wellenlängenänderung zuordnen. Jeder Streifen sendet also das Spektrum des Sterns aus, jedoch mit einer spezifischen Verschiebung der Wellenlängen gemäß seiner Radialgeschwindigkeit. Durch die Überlagerung des Lichts aller Streifen erscheinen die Spektrallinien schließlich verbreitert.

Der Beobachter kann jedoch nicht entscheiden, unter welchem Winkel er einen Stern rotieren sieht. Die sogenannte Inklination i , also der Winkel zwischen Beobachtungslinie und Rotationsachse, bleibt unbekannt (siehe Abbildung 3.2). Umso kleiner die Inklination, umso kleiner ist auch die Komponente der Rotation in Sehrichtung. Blickt man direkt auf die Rotationsachse, so ist in einem Spektrum schließlich gar kein Anzeichen mehr auf Rotation zu finden. Da man die Inklination nicht kennt, kann man also nicht sagen, ob z.B. ein Stern mit einer geringen Rotationsverbreiterung tatsächlich langsam rotiert, oder ob man ihn nur nahe seines Pols beobachtet. Deshalb kann aus einem Sternspektrum nie die Rotationsgeschwindigkeit selbst bestimmt werden, sondern stets nur das Produkt

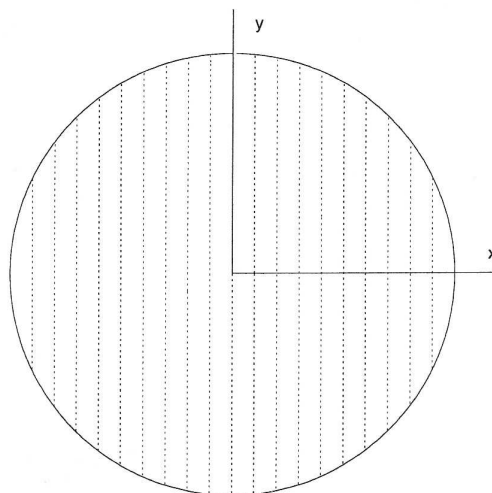


Abbildung 3.1.: Aufteilung der Sternscheibe in parallele Streifen bezüglich der Ebene Beobachter-Rotationsachse. Innerhalb eines (infinitesimal breiten) Streifens hat jeder Punkt dieselbe Radialgeschwindigkeit (aus [7], modifiziert).

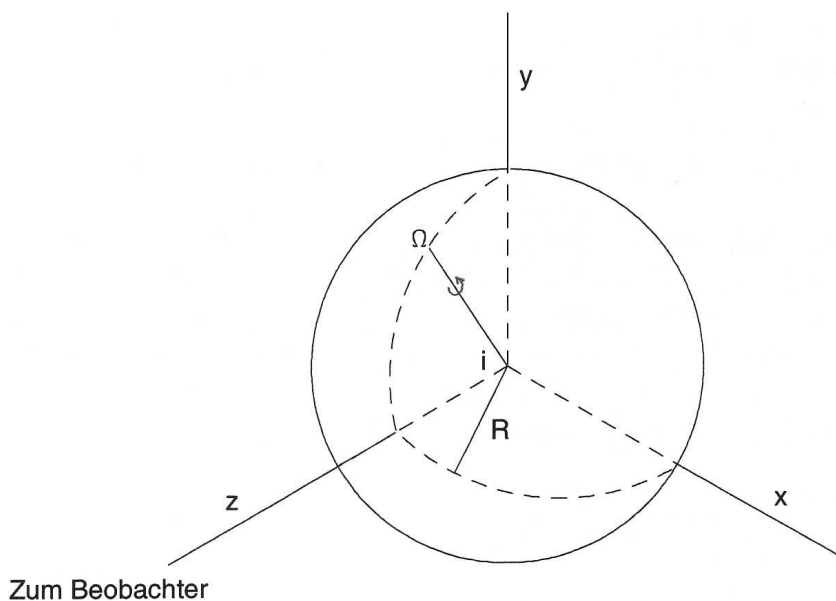


Abbildung 3.2.: Zur Definition der Inklination (aus [7], modifiziert)

aus der tatsächlichen Rotationsgeschwindigkeit (v_{rot}), und dem Sinus der Inklination. Das ist die sogenannte projizierte Rotationsgeschwindigkeit, $v_{\text{rot}} \sin i$.

Die Spektrallinien eines Weißen Zwergs zeigen aufgrund seiner enorm großen Gravitation im Allgemeinen eine starke Druckverbreiterung. Sie sind deshalb sehr flach, und eigentlich nicht zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit geeignet. Denn die Verbreiterung aufgrund der Rotation kann an bereits so stark abgeflachten Linien nicht bestimmt werden. Allerdings zeigen die H_{α} - und die H_{β} -Linie einen scharfen Kern im Zentrum ihrer Linie, welcher auf NLTE-Effekte zurückzuführen ist. Die beiden Linien werden so weit oben in der Atmosphäre des Weißen Zwergs gebildet, dass aufgrund des dünner werdenden Plasmas LTE keine gute Näherung mehr darstellt (siehe [8]). Dieser Kern ist schmal genug, um an ihm die Rotationsverbreiterung bestimmen zu können. Eine genauere Diskussion darüber, inwieweit sich welche der Balmerlinien zur Bestimmung der Rotationsverbreiterung eignet, ist in Kapitel 4.1.1 zu finden.

In den Abbildungen 3.3 und 3.4 lässt sich die Änderung der Spektrallinienform mit steigender projizierter Rotationsgeschwindigkeit am Beispiel H_{α} verfolgen. Gezeigt ist hier nur der Ausschnitt um den eben erwähnten NLTE-Kern, da sich der flache Bereich der Linie ja kaum ändert. Wie man sieht, fallen bereits im Abstand von $2,5 \text{ \AA}$ vom Zentrum des Kerns alle Linien wieder zusammen. Der Kern der Linie wird dagegen mit steigender projizierter Rotationsgeschwindigkeit immer breiter und flacher.

In den Abbildungen 3.5 bis 3.8 ist am Beispiel von H_{α} gezeigt, wie sich die Linie bei Änderung der Effektivtemperatur und der Schwerebeschleunigung verhält. Die Kenntnis der Linienform bei verschiedenen Parametern und mit verschiedener Rotationsverbreiterung ist nötig, um später die Ergebnisse der Vorstudie zu verstehen (siehe Kapitel 4.2). Beachtet werden muss der bei den verschiedenen Abbildungen unterschiedlich gewählte Wellenlängenbereich. Auch auf den Fluss-Achsen wurde jeweils ein für die Abbildung passender Ausschnitt gewählt.

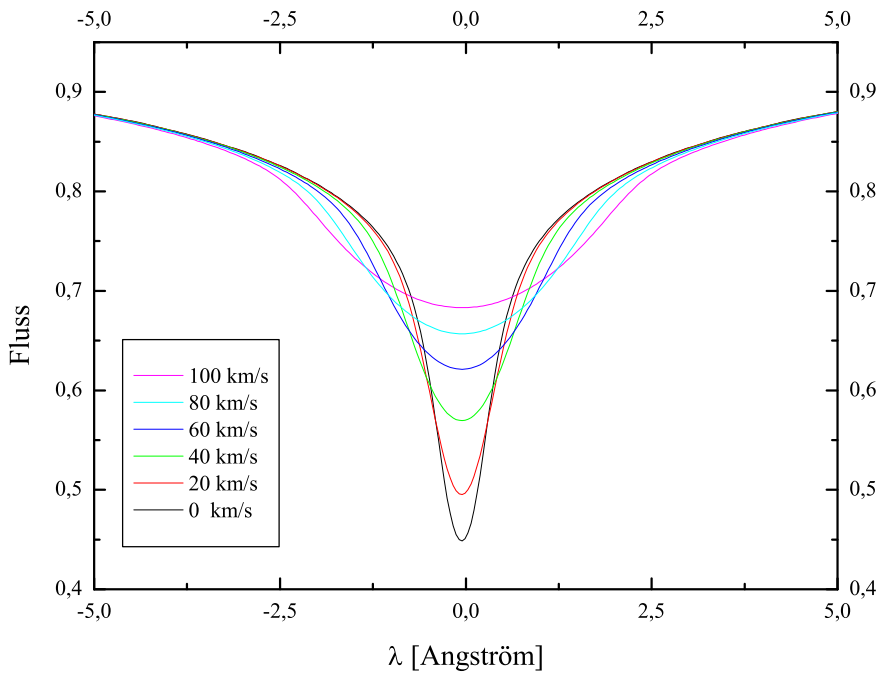


Abbildung 3.3.: Änderung der Linienprofilform mit steigender projizierter Rotationsgeschwindigkeit für $T_{\text{eff}} = 15000 \text{ K}$ und $\log g = 8,0 \text{ dex}$

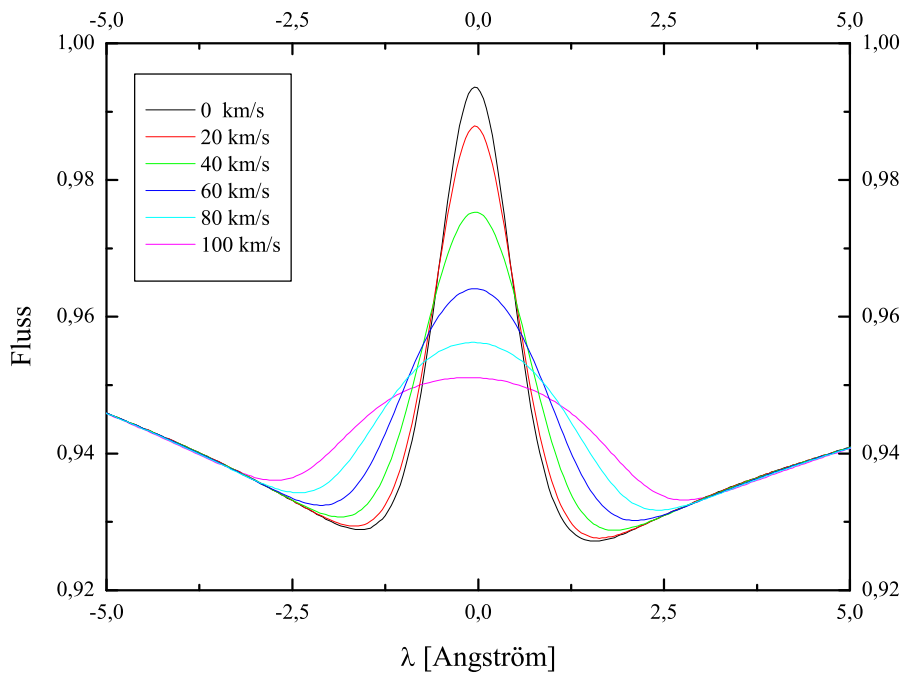


Abbildung 3.4.: Änderung der Linienprofilform mit steigender projizierter Rotationsgeschwindigkeit für $T_{\text{eff}} = 60000 \text{ K}$ und $\log g = 8,0 \text{ dex}$

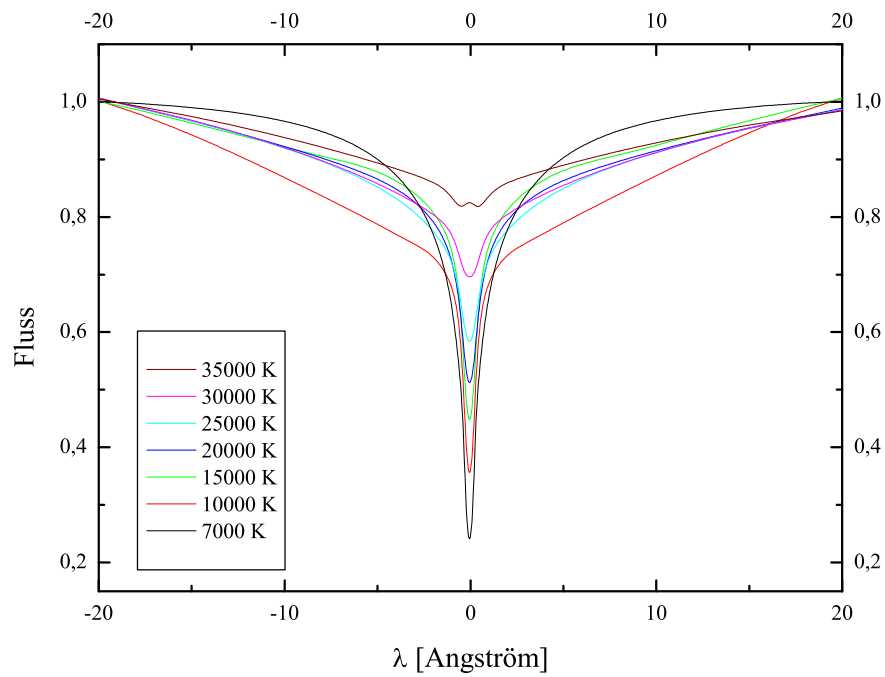


Abbildung 3.5.: Änderung der Linienprofilform mit steigender Effektivtemperatur von 7000 bis 35000 K bei $\log g = 8,0$ dex

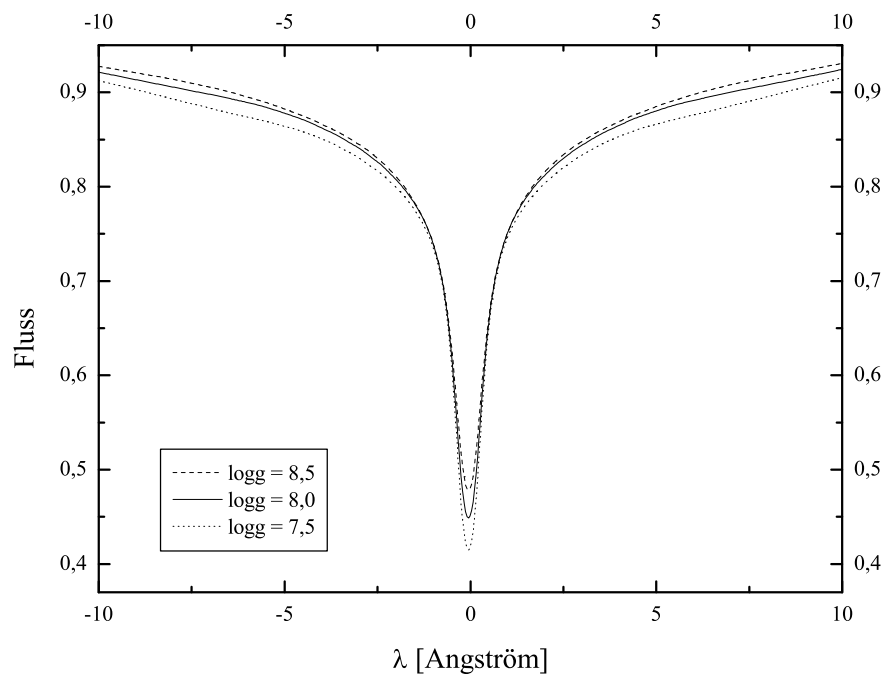


Abbildung 3.6.: Änderung der Linienprofilform mit steigender Schwerebeschleunigung von 7,5 bis 8,5 dex bei 15000 K

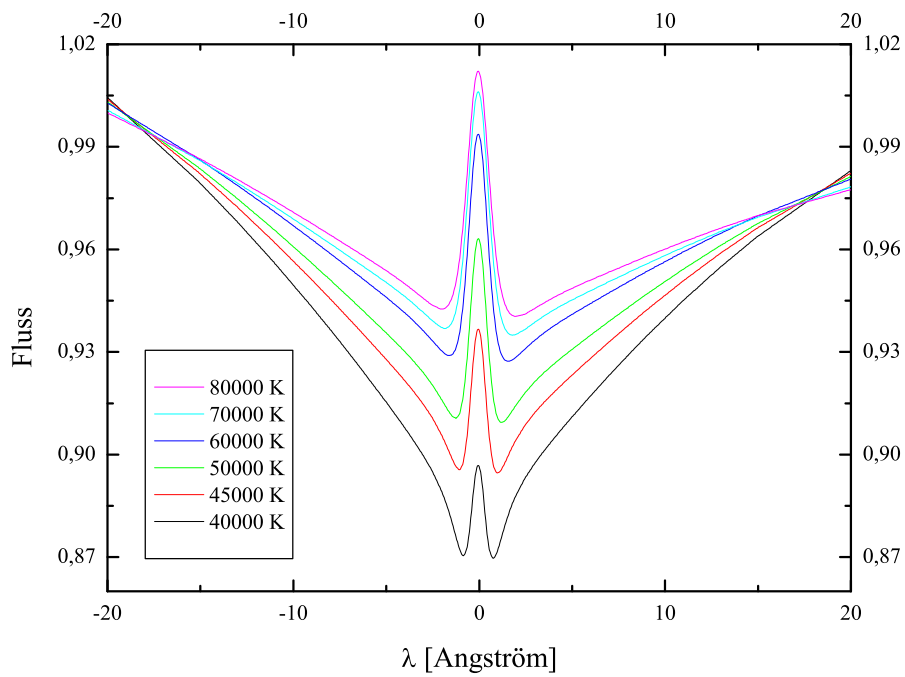


Abbildung 3.7.: Änderung der Linienprofilform mit steigender Effektivtemperatur von 40000 bis 80000 K bei $\log g = 8,0$ dex

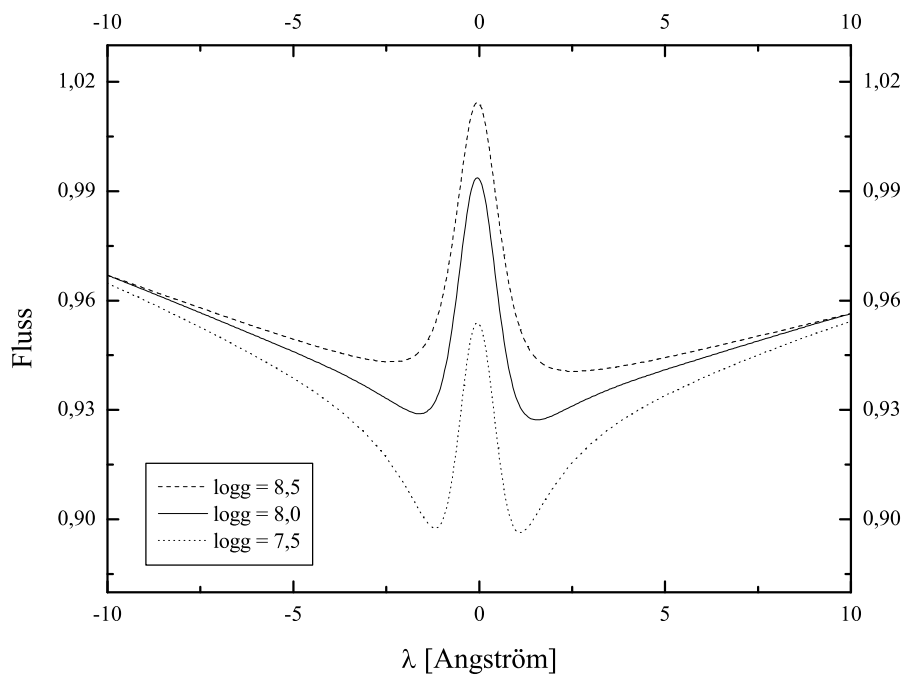


Abbildung 3.8.: Änderung der Linienprofilform mit steigender Schwerebeschleunigung von 7,5 bis 8,5 dex bei 60000 K

4. Untersuchung der SPY-Spektren

4.1. Vorarbeiten

4.1.1. Auswahl der Balmerlinien, Fitbreite

Bevor die projizierten Rotationsgeschwindigkeiten der Weißen Zwerge aus dem SPY-Survey bestimmt werden konnten, mussten zunächst zwei grundsätzliche Entscheidungen getroffen werden. Zum einen musste festgelegt werden, welche der Balmerlinien zum Fitten herangezogen werden sollen. Zum anderen musste entschieden werden, wie weit um diese Linien herum gefittet werden soll. Beide Fragen ließen sich gleichzeitig beantworten, indem man untersucht, inwieweit sich bei den verschiedenen Linien die gefittete Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Fitbreite ändert.

Wie in Kapitel 2 bereits erwähnt, decken die zur Verfügung stehenden Spektren in etwa einen Wellenlängenbereich von 3200 Å bis 6650 Å ab. In diesem Wellenlängenbereich befinden sich beginnend mit H_α zahlreiche Balmerlinien, wobei die höheren Linien immer unscheinbarer werden, und allmählich durch das Rauschen überdeckt werden. Bei einigen zufällig ausgewählten Spektren wurde untersucht, wie H_α bis H_8 auf unterschiedliche Fitbreiten reagieren. Die folgende Tabelle 4.1 zeigt als Beispiel die Ergebnisse für den Stern WD 0052-147. Von wenigen Ausnahmen abgesehen steigen die Fehler von Linie zu Linie an. Zudem ergeben sich bei manchen höheren Linien je nach Fitbreite deutliche Schwankungen, und man erhält teilweise recht hohe Geschwindigkeiten. Ein ähnliches Verhalten zeigen auch andere Spektren.

Fitbreite	H_α	H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ	H_8
$\pm 5 \text{ \AA}$	$0,0 \pm 7,4$	$0,0 \pm 10,9$	$132,9 \pm 25,2$	$0,0 \pm 14,4$	$9,3 \pm 60,0$	$0,0 \pm 9,8$
$\pm 10 \text{ \AA}$	$0,0 \pm 7,9$	$0,0 \pm 7,4$	$138,7 \pm 19,8$	$6,0 \pm 49,0$	$202,9 \pm 52,1$	$135,5 \pm 125,4$
$\pm 20 \text{ \AA}$	$0,0 \pm 8,4$	$0,0 \pm 3,7$	$127,3 \pm 17,3$	$6,1 \pm 59,5$	$202,9 \pm 53,6$	$21,6 \pm 199,4$

Tabelle 4.1.: Einfluss der Fitbreite auf die projizierte Rotationsgeschwindigkeit (in $\frac{\text{km}}{\text{s}}$) beim Stern WD 0052-147

Es zeigt sich also, dass sich die höheren Balmerlinien nicht zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit eignen. Sie liefern im Vergleich zu H_α und H_β deutlich größere Fehler, und die erhaltenen Resultate sind zudem abhängig von der gewählten Fitbreite. Erklären lässt sich dieses Verhalten durch das Aussehen der Linien. Während bei H_α ein deutlicher und scharfer NLTE-Kern zu sehen ist, ist er bei H_β schon erheblich kleiner und weniger ausgeprägt. Bei H_γ ist bereits kein NLTE-Kern mehr zu erkennen. Die Linie ist dadurch sehr flach, was eine Bestimmung der Rotationsverbreiterung unmöglich macht. Ähnliches gilt für die anderen höheren Linien.

Zum selben Ergebnis kommen Koester und Herrero in [8]. Wie im vorherigen Kapitel bereits angedeutet, haben die beiden Autoren untersucht, bei welchen Linien NLTE-Effekte eine Rolle spielen.

Es zeigt sich, dass das nur bei H_α , und im geringeren Ausmaß bei H_β der Fall ist. Bei H_γ finden sie keinerlei Anzeichen für einen NLTE-Kern. Deshalb schließen die Autoren, dass sich H_α am besten zur Bestimmung der Rotationsverbreiterung eignet.

In Tabelle 4.2 ist das Verhalten von H_α und H_β bei einem weiteren Stern gezeigt. Die erhaltenen Werte sind bei H_α praktisch unabhängig von der Fitbreite. Bei H_β ist die Abhängigkeit zumindest nur schwach ausgeprägt. Typisch ist auch der bei H_β im Durchschnitt größere Fehler.

Fitbreite	H_α	H_β
$\pm 5 \text{ \AA}$	$11,9 \pm 4,2$	$31,0 \pm 10,0$
$\pm 10 \text{ \AA}$	$11,9 \pm 4,4$	$29,0 \pm 9,3$
$\pm 20 \text{ \AA}$	$11,8 \pm 4,4$	$28,3 \pm 9,7$

Tabelle 4.2.: Einfluss der Fitbreite auf die projizierte Rotationsgeschwindigkeit (in $\frac{\text{km}}{\text{s}}$) beim Stern WD 1031-114

Insgesamt eignet sich also die H_α -Linie am besten zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit. H_β kann aber prinzipiell ebenfalls zur Auswertung herangezogen werden. Allerdings zeigt sich auch bei der anschließend durchgeführten Vorstudie, dass die H_α -Linie falls möglich bevorzugt werden sollte. Sie liefert im Vergleich zu H_β deutlich genauere Resultate (siehe Kapitel 4.2.2).

Ein ausgeprägter NLTE-Kern ist also Voraussetzung für eine sichere Rotationsgeschwindigkeitsbestimmung. Je flacher die Absorptionslinie ist, desto größer werden die Unsicherheiten und Fehler. Aufgrund der Wahl von H_α und H_β zur Bestimmung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit, ist es deshalb relativ unbedeutend welche Fitbreite man wählt, solange nur der NLTE-Kern vollständig eingeschlossen wird. Da dieser bei kühleren Temperaturen deutlich ausgeprägter ist als bei hohen, könnte man je nach Temperaturbereich unterschiedliche Breiten wählen. So haben z.B. Heber et al. ([9]) für ein Sample von heißen Weißen Zwergen eine Fitbreite von $\pm 5 \text{ \AA}$ gewählt, während Karl et al. ([10]) für ein kühles Sample $\pm 20 \text{ \AA}$ wählten. Allerdings zeigt diese Untersuchung, dass auch beim kühlen Sample ein Bereich von $\pm 5 \text{ \AA}$ prinzipiell ausgereicht hätte.

In diese Arbeit wird deshalb für die Fitbreite ein konstanter, relativ kleiner Wert von $\pm 5 \text{ \AA}$ um die Ruhewellenlänge von H_α und H_β gewählt, so dass sich in diesem Bereich im wesentlichen der scharfe NLTE-Kern befindet. Der Bereich ist dennoch breit genug, so dass auch ausgeprägte NLTE-Kerne, wie sie bei Sternen mit niedriger Effektivtemperatur vorkommen, vollständig gefittet werden. Andererseits besteht auch ein gewisser Spielraum, wenn Kerne durch eine von Null verschiedene Radialgeschwindigkeit nicht bei der Ruhewellenlänge liegen.

Bei dieser Untersuchung zeigte sich bereits ein Phänomen, dass auch bei der späteren Auswertung bei manchen Spektren auftrat. Wie im Beispiel aus Tabelle 4.2, stimmen die aus H_α und H_β erhaltenen Geschwindigkeiten nicht immer überein. Eine genauere Diskussion darüber, ist in Kapitel 4.3.2 zu finden. Bei der endgültigen Auswertung der Spektren wurde dieses Problem besonders berücksichtigt (siehe Kapitel 4.4).

4.1.2. Koaddition

Bevor die Spektren des SPY-Survey ausgewertet wurden, sind sie zunächst koaddiert worden. Außerdem musste vor der Auswertung ihr S/N-Verhältnis bestimmt werden. Wie im Kapitel 2.4 bereits

erwähnt, gibt es von nahezu allen Sternen mindestens zwei Spektren. Durch Koaddition erhält man ein Spektrum, dessen S/N-Verhältnis höher liegt als das der eingesetzten Einzelspektren. Aus Spektren mit einem höheren S/N-Verhältnis lässt sich wiederum die projizierte Rotationsgeschwindigkeit mit einem kleinerem Fehler bestimmen.

Zum Koaddieren wurden verschiedene von Stephan Geier zur Verfügung gestellte Programme und Shell-Skripte verwendet. Der Ablauf der Koaddition gliedert sich dabei in vier Einzelschritte. Zunächst werden die Radialgeschwindigkeiten der zu koaddierenden Spektren bestimmt, indem sie mit einem einfachen Gauß-Profil gefittet werden. Im nächsten Schritt werden die Spektren entsprechend ihrer jeweiligen Radialgeschwindigkeit verschoben, und damit zur Deckung gebracht. Anschließend erfolgt die Bestimmung der S/N-Verhältnisse, und schließlich die Koaddition. Die Addition der Spektren erfolgt dabei gewichtet mit den S/N-Verhältnissen, so dass gute Spektren stärker beitragen als schlechte.

Ob es sich lohnt zwei (oder mehr) Spektren zu koaddieren, wurde durch visuelle Inspektion der Einzelspektren eingeschätzt. Die Linien wurden dazu in einem 20 \AA breiten Fenster begutachtet. Dieses ist breiter als der Bereich in dem letztlich gefittet wird, da sich mit einem größeren Ausschnitt besser einschätzen lässt, ob die Koaddition zweier Spektren sinnvoll ist. Falls sich die Linien zu sehr unterscheiden, wurde auf eine Koaddition verzichtet. Das ist z.B. der Fall, wenn eines der Spektren ein deutlich stärkeres Rauschen aufweist als das andere. Andererseits kann z.B. ein spektrales Artefakt in einem der Spektren dafür sorgen, dass sich die beiden Kerne optisch zu sehr unterscheiden (siehe Kapitel 4.3.3). Erst bei der endgültigen Auswertung wurde dann entschieden, welches der pro Stern verfügbaren Spektren zur Bestimmung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit herangezogen werden soll.

Zur Bestimmung des S/N-Verhältnisses wurde ein 10 \AA breiter Bereich im Kontinuum gewählt. Für H_α lag dieser bei ca. 6450 \AA , für H_β bei 4730 \AA . Der Bereich wurde etwas variiert, wenn das bestimmte S/N-Verhältnis nicht zum visuellen Eindruck des Spektrums passte. Das war aber nur selten nötig.

Bei der Bestimmung der S/N-Verhältnisse zeigte sich, dass die Spektren im Bereich der H_β -Linie deutlich höhere S/N-Werte aufweisen als in der Umgebung der H_α -Linie (siehe Kapitel 4.3.2). Das ist jedoch zu erwarten, da es sich bei Weißen Zwergen um heiße Sterne handelt. Ihr Flussmaximum liegt im blauen, oder sogar im ultravioletten Spektralbereich.

4.2. Vorstudie

Die ursprüngliche Herangehensweise an diese Arbeit basiert auf einer Methode, die ähnlich von Stephan Geier bei der Untersuchung von unterleuchtkräftigen B-Sternen angewendet wird. Sie basiert auf der Annahme, dass es bei einem so großen Sample wie dem hier zur Verfügung stehenden, nicht ratsam ist jeden Stern einzeln zu untersuchen. Stattdessen wird vorher untersucht wie sich Sterne mit unterschiedlichen Parametern verhalten, und für ausgewählte Parameterkombinationen werden die Fehler in der projizierten Rotationsgeschwindigkeit im Voraus bestimmt.

Diese Voruntersuchung ist eine Parameterstudie, die an synthetischen Spektren durchgeführt wurde, welche mit dem Programm FITPROF berechnet wurden. Dabei handelt es sich zunächst um rauschfreie Spektren ohne Rotationsverbreiterung. Mit einem von Stephan Geier erstellten Pro-

gramm werden diese Rohspektren dann mit Rauschen, und eventuell einer von Null verschiedenen Rotationsgeschwindigkeit versehen. Außerdem muss ein Seeing-Wert angegeben werden, der über die in Kapitel 2.4 angegebene Formel in die Verbreiterung durch das Instrumentenprofil umgerechnet wird. Mit den so hergestellten Spektren kann dann untersucht werden, inwieweit die vorgegebene Rotationsgeschwindigkeit beim Fitten reproduziert wird. Daraus kann abgeschätzt werden, welche projizierten Rotationsgeschwindigkeiten bei welchen Einstellungen messbar sind, bzw. wann keine Detektion zu erwarten ist. Außerdem kann man feststellen, bei welchen Parameterkombinationen und bei welchem Rauschen sich ein Spektrum gar nicht zur Auswertung eignet (siehe Kapitel 4.2.1). Andererseits können anhand der synthetischen Spektren die Fehler berechnet werden, die bei gegebenen Parametern und S/N-Verhältnis zu erwarten sind. Dabei wird nach statistischem und systematischem Fehler unterschieden, wie in den folgenden Unterkapiteln beschrieben. Die Fehler können dann auf die SPY-Sterne übertragen werden, da deren Parameter ja bekannt sind. Somit muss die Berechnung nicht für jeden Stern einzeln gemacht werden (siehe Kapitel 4.2.2 und 4.2.3).

Abbildung 4.1 zeigt, welche Punkte im T_{eff} -logg-Raum in dieser Vorstudie berücksichtigt wurden. Für jeden Stern aus dem Sample können aus dieser Übersicht die gewünschten Werte entnommen werden. Abgelesen wird jeweils an dem Punkt, dessen Effektivtemperatur und/oder Schwerebeschleunigung höher liegen als die Parameter des betrachteten Sterns selbst. Da diese Punkte höhere Grenzen bzw. Fehler aufweisen als die weiter links bzw. tiefer liegenden Punkte, wählt man so die konservativeren Werte aus. Nur wenn die Parameter eines Sterns sehr nahe an einem Punkt mit kleinerem T_{eff} oder logg liegen (Abstand < 2000 K, bzw. $< 0,2$ dex), kann dieser auch zum Ablesen gewählt werden.

Für jede Parameterkombination wurden verschiedene S/N- und $v_{\text{rot}}\text{sini}$ -Werte untersucht, wobei je nach Erfordernis unterschiedliche Abstände gewählt worden sind. Die S/N-Verhältnisse der SPY-Spektren werden zur Anwendung der Vorstudie auf ein Vielfaches von Fünf abgerundet. Da auch die Bestimmung der S/N-Werte fehlerbehaftet ist, wäre eine genauere Angabe nicht sinnvoll. Für die Vorstudie hätte sich also ebenfalls ein Abstand von $\Delta(S/N) = 5$ angeboten. Bei der Untersuchung zur Messbarkeit und zum statistischen Fehler wurde aber teilweise nur ein Abstand von $\Delta(S/N) = 10$ bzw. 20 gewählt, weil sich die Ergebnisse in manchen Bereichen nur wenig mit dem S/N-Verhältnis ändern. Andererseits wäre eine feinere Untersuchung aus Zeitgründen gar nicht möglich gewesen. Fehlenden Angaben müssen deshalb aus den vorhandenen Werten interpoliert werden. Ebenso empfiehlt es sich gelegentlich, fehlende $v_{\text{rot}}\text{sini}$ -Werte beim Ablesen des statistischen bzw. systematischen Fehlers zu interpolieren. Ansonsten kann beim Ablesen aus den verschiedenen Diagrammen meist auf eine Interpolation verzichtet werden, da die Abstände ausreichend klein gewählt wurden, bzw. die Werte nur langsam variieren. Weil höhere Werte im Sample kaum vorkommen, wurde das S/N-Verhältnis nur bis zu einem Wert von 60 untersucht, $v_{\text{rot}}\text{sini}$ maximal bis zu einem Wert von $100 \frac{\text{km}}{\text{s}}$.

Mit Hilfe der Vorstudie erhält man also einen guten Überblick darüber, wie sich die Spektren Weißer Zwerge bei unterschiedlichen Parametern und mit verschiedenem Rauschen verhalten. Man kann dadurch abschätzen, welche projizierten Rotationsgeschwindigkeiten bei gegebenen Parametern und Rauschen gemessen werden können, und welche Fehler dabei zu erwarten sind. Andererseits lässt sich auch sagen welches S/N-Verhältnis bei gegebenen Parametern mindestens nötig ist, um ein Spektrum überhaupt sinnvoll auswerten zu können. Damit ist es möglich, bereits im Voraus ungeeignete Spektren auszusortieren, so dass man sich bei der Auswertung auf die vielversprechenden Spektren konzentrieren kann.

Die Vorstudie bietet neben dieser rein qualitativen Einsicht auch die Möglichkeit, mit ihr allein die Auswertung der SPY-Spektren vorzunehmen. Wie man dabei vorgehen würde, ist in den Ka-

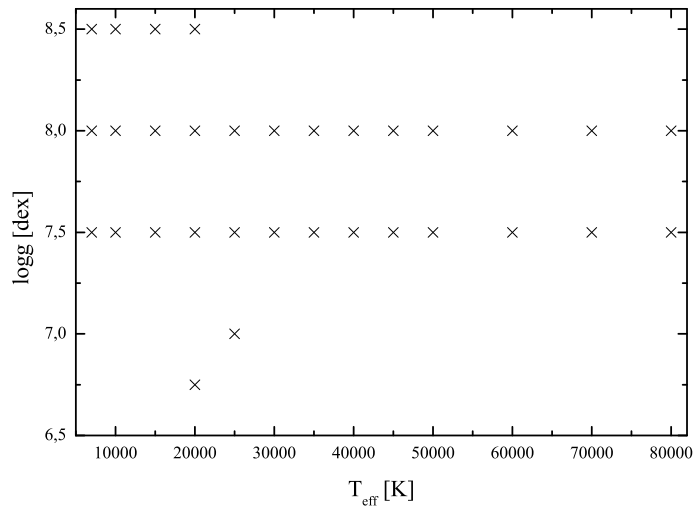


Abbildung 4.1.: Überblick über die Parameterkombinationen (T_{eff} , $\log g$), die in der Vorstudie untersucht wurden

piteln 4.2.1 und 4.2.4 beschrieben. Zur Auswertung des SPY-Samples wurde sie aber letztlich nur teilweise verwendet. Das lag daran, dass nach dem Aussortieren der laut Vorstudie nicht geeigneten Spektren, nur noch von gut der Hälfte der ca. 600 DA-Weißen Zwerge mindestens ein Spektrum übrig blieb. Von diesen Sternen besaßen wiederum nur drei Viertel wenigstens ein Spektrum, das so gut gefittet wurde, dass mit ihm eine sinnvolle Auswertung möglich war. Deshalb konnten daraufhin die verbliebenen Sterne in der zur Verfügung stehenden Zeit einzeln, und damit genauer untersucht werden. Eine Stichprobe zeigte nämlich auch, dass die vorbestimmten Fehlerwerte der Vorstudie nicht immer ausreichend gut mit den Fehlern übereinstimmen, die man direkt aus den realen Spektren erhalten würde. Deshalb wurde nach dem ersten Fitten der SPY-Spektren entschieden, einen Strategiewechsel in der Auswertung durchzuführen, und die verbliebenen Sterne einzeln mit einer χ^2 -Minimierungsmethode zu untersuchen. Durch diese Vorgehensweise sind die Ergebnisse auch wesentlich besser mit anderen Studien vergleichbar.

Wie bei der endgültigen Auswertung schließlich vorgegangen wurde, ist in Kapitel 4.4 zu lesen. In den folgenden vier Unterkapiteln ist nun zunächst beschrieben, wie die Vorstudie durchgeführt wurde, und welche Ergebnisse dabei erhalten wurden.

4.2.1. Messbarkeitsgrenzen, Kandidatenauswahl

Die Untersuchung welche projizierten Rotationsgeschwindigkeiten bei gegebenen Parametern messbar sind, gehörte zum aufwändigsten Teil der gesamten Arbeit. Wie dabei vorgegangen wurde, ist im folgenden Abschnitt „Methode“ näher erläutert. Die Ergebnisse dazu werden im darauf folgenden Abschnitt diskutiert. Dieser Teil der Vorstudie wurde nach dem modifizierten Ansatz zur Auswertung des SPY-Samples nicht mehr benötigt. Mit ihm lässt sich jedoch später das Ergebnis der ausführlicheren Auswertung interpretieren. Es zeigt sich dabei, dass man auch mit der Vorstudie sehr gute Resultate erzielt hätte. Im dritten Abschnitt dieses Kapitels („Kandidatenauswahl“) ist schließlich beschrieben, wie mit Hilfe der Vorstudie unzureichende Spektren aussortiert wurden.

Methode

Mit Hilfe der oben beschriebenen Modellspektren wurde für ausgewählte Parametertripel (T_{eff} , $\log g$ und S/N) eine untere Messbarkeitsgrenze (im Folgenden meist Grenzgeschwindigkeit genannt) bestimmt. Zur Auswertung des Samples mit der Methode der Vorstudie wären dann die gefitteten projizierten Rotationsgeschwindigkeiten der SPY-Sterne mit diesen Grenzgeschwindigkeiten verglichen worden. Hätte der gefittete Wert die zu den Parametern des Spektrums passende Grenze unterschritten, wäre für den Stern als Endergebnis notiert worden: $v_{\text{rot}}\sin i < \text{Grenzgeschwindigkeit}$. Im anderen Fall wäre das Endergebnis für den Stern die mit den passenden vorbestimmten Fehlern versehene gefittete Geschwindigkeit gewesen.

Es musste also zunächst eine Methode gefunden werden, diese Grenzgeschwindigkeiten mit Hilfe der synthetischen Spektren festzulegen. Prinzipiell betrachtet man dazu, wie weit bei gegebenen Parametern und Rauschen die gemessene Rotationsgeschwindigkeit von der voreingestellten abweicht. Die Messbarkeitsgrenze wird definiert als die Geschwindigkeit, bei der die gefittete Rotationsgeschwindigkeit nicht mehr im ausreichenden Maß mit der vorgegebenen übereinstimmt.

Da jedoch eine einzelne Messung zu ungenau wäre um sichere Entscheidungen zu treffen, wurden für jede Parameterkombination bei konstantem $v_{\text{rot}}\sin i$ und festem S/N fünf Messungen durchgeführt. Dabei wurde vor jeder Messung neues Rauschen über das Spektrum gelegt. Das hat den Vorteil, dass einerseits genug Messungen durchgeführt werden, um klar zu erkennen wie sich das Spektrum mit diesen Einstellungen verhält. Andererseits sind es wenig genug, um die Arbeit in überschaubarer Zeit durchführen zu können. Als Kriterium, ob die Abweichungen zwischen vorgegebener und gefitteter Rotationsgeschwindigkeit noch akzeptabel sind, hat sich im Laufe der Arbeit ein Schema herauskristallisiert, dass in Tabelle 4.3 gezeigt ist. Die angegebenen Kriterien sind jedoch nicht als starre Grenzen zu verstehen. In Einzelfällen wurden sie nicht streng angewandt.

Dieses zunächst subjektive Kriterium erweist sich in der praktischen Durchführung als sehr brauchbar. Es hat den Vorteil, dass es im gesamten Bereich von T_{eff} und $\log g$ des Samples eindeutige Resultate liefert. Zudem ist es sowohl auf H_{α} , als auch auf H_{β} anwendbar. Außerdem ergibt sich mit dieser Methode für die Grenzgeschwindigkeiten ein überzeugender Trend, der in Abbildung 4.2 begutachtet werden kann. Dass die so bestimmten Messbarkeitsgrenzen tatsächlich sehr gut die Grenze zwischen detektierbar-rotierenden Sternen und Sternen ohne Detektion ziehen, zeigte sich später beim Vergleich mit den Ergebnissen der χ^2 -Analyse (siehe Kapitel 6).

vorgegebenes $v_{\text{rot}}\sin i$ [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]	erlaubte Abweichung
10	$\pm 10\%$
20	$\pm 10\%$
30	$\pm 10\%$
40	$\pm 9\%$
60	$\pm 7\%$
80	$\pm 6,5\%$
100	$\pm 6\%$

Tabelle 4.3.: Erlaubte Abweichung der gemessenen von der voreingestellten projizierten Rotationsgeschwindigkeit

Ergebnisse

Die Ergebnisse dieser Untersuchung können für die Sterne mit $T_{\text{eff}} < 40000$ K in Abbildung 4.2 betrachtet werden. Bei jedem Parameterpaar sind jeweils für die untersuchten S/N-Werte die Grenzgesehwindigkeiten angegeben. S/N-Werte, für die keine Grenzgesehwindigkeit bestimmt werden konnte, sind mit / markiert. Wie man sieht, steigt die Messbarkeitsgrenze bei konstanten Rauschen mit größer werdendem T_{eff} bzw. $\log g$ an. Das ist verständlich, da mit dem Anstieg von T_{eff} und $\log g$ die NLTE-Kerne der Spektren weniger tief und ausgeprägt werden (siehe Abbildung 3.5). Wie schon im Kapitel 4.1.1 an den unterschiedlichen Balmerlinien erklärt, führt das zu einer ungenaueren Messung, die sich hier in höheren Grenzgesehwindigkeiten äußert. Außerdem zeigt die Abbildung, dass die Grenzen erwartungsgemäß mit fallendem S/N größer werden. Bei 40000 K lassen sich bei den im Sample typischen S/N-Werten gar keine Grenzgesehwindigkeiten mehr bestimmen. Aufgrund der bei diesen Temperaturen einsetzenden schwachen Emission ergibt sich ein merkwürdig abgeflachter Linienkern (siehe Abbildung 3.7). Mit diesen flachen Spektren lässt sich die voreingestellte projizierte Rotationsgesehwindigkeit nicht mehr sicher reproduzieren. Erst bei höheren Temperaturen kommt man wieder in einen messbaren Bereich.

Für die Sterne mit mehr als 40000 K Effektivtemperatur wurde eine analoge Analyse durchgeführt. Allerdings geht das bei diesen Temperaturen nur für H_{α} . H_{β} eignet sich hier nicht zur Auswertung. Bei den heißen Objekten zeigen sich außerdem deutliche Unterschiede in den Ergebnissen, wie Abbildung 4.3 zeigt. Statt einer unteren Messbarkeitsgrenze gibt es nun bei bestimmten Parametern Messbarkeitsfenster. Erklären lässt sich das mit der im Vergleich zu den kühleren Sternen unterschiedlichen Form der Balmerlinien.

Trotz der zunehmend stärker werdenden Emission, sind die Linien in diesem Temperaturbereich im Allgemeinen immer noch recht flach, was eine akkurate Bestimmung der projizierten Rotationsgesehwindigkeit grundsätzlich erschwert. Der schwache Emissionspeak, an dem sich die Rotationsverbreiterung noch einigermaßen bestimmen ließe, verschwindet bei höheren Gesehwindigkeiten (siehe Abbildung 3.4). Es verbleibt eine noch flachere Linie, aus der sich die Rotation nicht mehr sicher bestimmen lässt. Deshalb findet man hier teilweise auch obere Messbarkeitsgrenzen. Es ist zu erwarten, dass es solche Obergrenzen bei allen hier untersuchten Parametern gibt. Denn bei genügend großer Rotation sollten alle Spektren so sehr abflachen, dass sich die zugrunde liegende Rotationsgesehwindigkeit nicht mehr vernünftig bestimmen lässt.

Kandidatenauswahl

Ausschlaggebendes Kriterium für die Auswahl der zur Auswertung geeigneten Spektren ist das S/N-Verhältnis. Bei jedem T_{eff} - $\log g$ -Paar gibt es einen S/N-Wert, dessen Unterschreitung dazu führt, dass keine Grenzgesehwindigkeit mehr gefunden werden kann. In diesem Fall werden nämlich bei allen vorgegebenen Rotationsgesehwindigkeiten die Abweichungskriterien aus Tabelle 4.3 verletzt. Dieser S/N-Wert ist also die unterste Grenze, bis zu der Spektren mit diesem T_{eff} und $\log g$ noch zur Auswertung geeignet sind. Diese S/N-Grenzen finden sich ebenfalls in den Abbildungen 4.2 und 4.3, wobei alle gefundenen Werte auf ein Vielfaches von Fünf aufgerundet sind.

Durch das Runden wird der Effekt berücksichtigt, dass das künstliche Rauschen der synthetischen Spektren der Poisson-Statistik genügt, während das für das reale Rauschen der Spektren aus dem SPY-Survey nur eingeschränkt gilt. Das Rauschen der Modellspektren wirkt dadurch deutlich „glat-

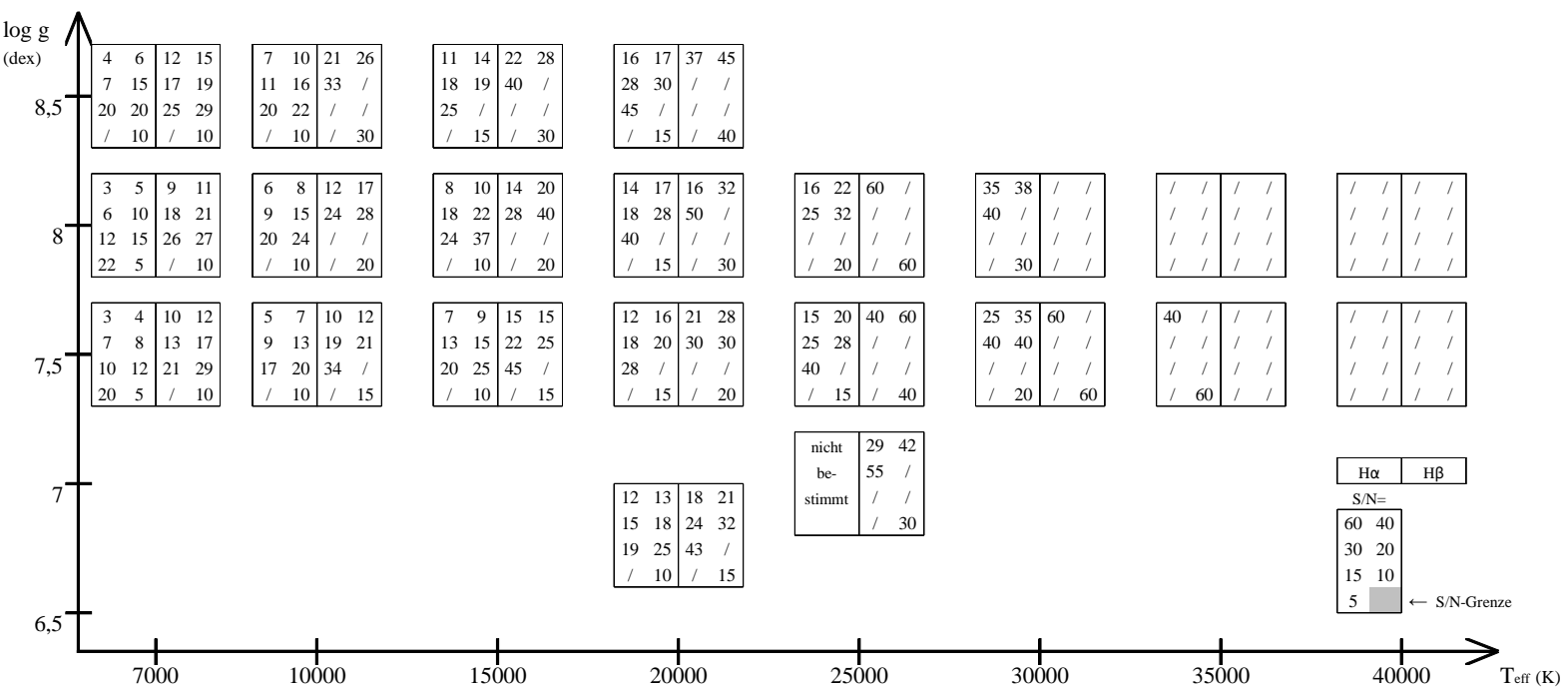


Abbildung 4.2.: Messbarkeitsgrenzen für Sterne mit $T_{\text{eff}} < 40000$ K. Die Grenzgeschwindigkeiten sind jeweils für sieben S/N-Verhältnisse bestimmt worden (siehe Kästen rechts unten). S/N-Werte, bei denen keine Grenzgeschwindigkeit bestimmt werden konnte, sind mit / markiert. Die linke Hälfte der Box bezieht sich auf H α , der rechte Hälfte auf H β . In jeder Box ist rechts unten die S/N-Grenze für das entsprechende Parameterpaar angegeben.

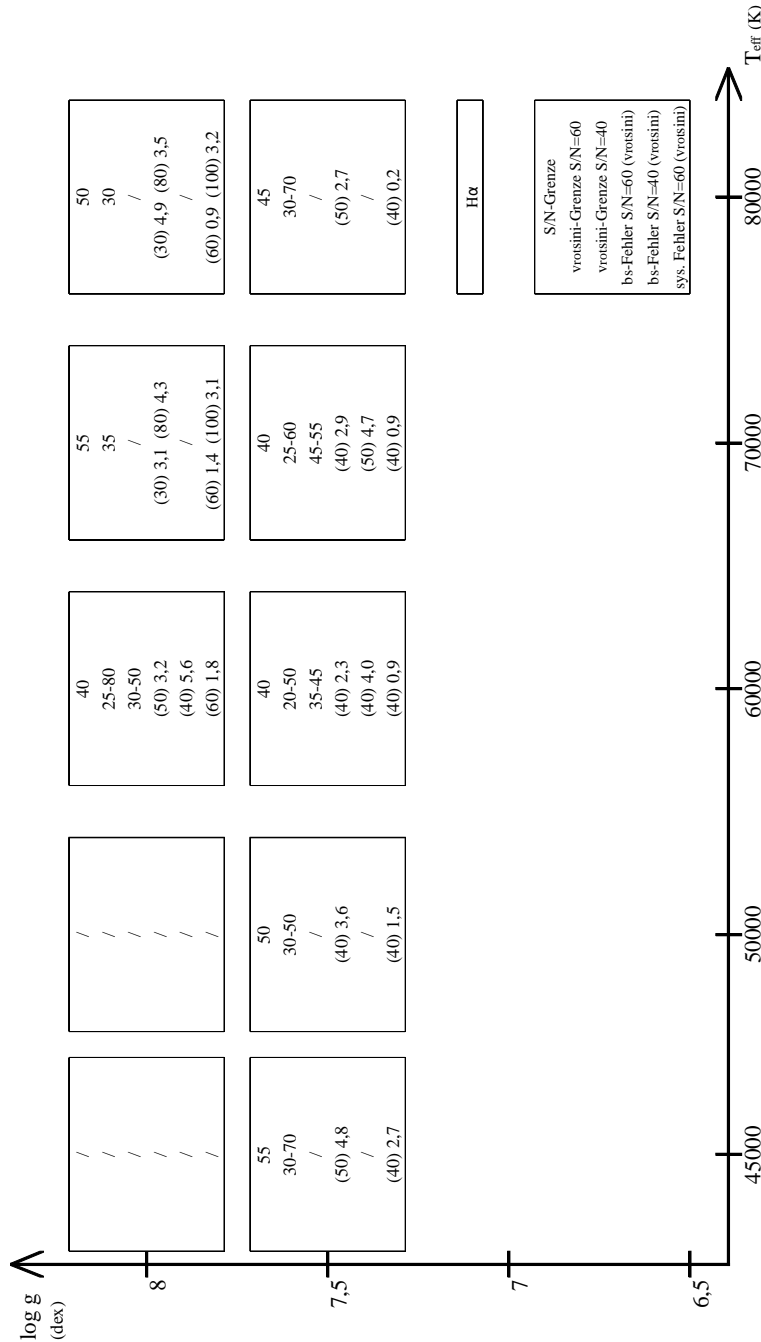


Abbildung 4.3.: Alle Ergebnisse der Vorstudie für Sterne mit $T_{\text{eff}} > 40000$ K (nur H_{α}). Die erste Zeile enthält die für das betrachtete Parameterpaar bestimmte S/N-Grenze, während in der zweiten und dritten Zeile die Grenzggeschwindigkeiten für S/N = 60 und 40 angegeben sind. Anders als in Abbildung 4.2 sind hier in manchen Fällen anstatt der (unteren) Grenzggeschwindigkeit Messbarkeitsfenster angegeben. In den unteren drei Zeilen sind der statistische Fehler (bs-Fehler) und der systematische Fehler für einige ausgewählte S/N- und $v_{\text{rot}} \text{sini}$ -Werte angegeben (siehe Kasten rechts unten). Stellen, bei denen keine Werte bestimmt werden konnten, sind mit / markiert.

ter“ als das Rauschen der SPY-Spektren. Deshalb sind ihre S/N-Verhältnisse nur bedingt vergleichbar. Durch das Abrunden der S/N-Werte der SPY-Spektren und das Aufrunden der S/N-Grenzen soll dieser Effekt etwas aufgefangen werden.

Wie die erwähnten Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen, steigt die S/N-Grenze mit steigendem T_{eff} und $\log g$, und verhält sich damit erwartungsgemäß wie die vorher bestimmten Grenzggeschwindigkeiten. Im Bereich um 40000 K liegt sie bei mehr als 60. Bei noch höheren Temperaturen bleibt sie einigermaßen konstant, jedoch auf einem im Vergleich zu den kühleren Sternen recht hohem Niveau. Das lässt sich aber wieder mit der besonders flachen Linienform bei hohen Temperaturen erklären.

Mit den S/N-Grenzen wurden schließlich aus allen zur Verfügung stehenden DA-Spektren des SPY-Survey die auswertbaren ausgewählt. Bei jedem Stern wurden also die Spektren beibehalten, deren gemessenes S/N höher ist als die zu den Parametern des Sterns passende S/N-Grenze. Unter den ursprünglich ca. 600 Sternen gibt es etwa 350, bei denen wenigstens ein Spektrum dieses Kriterium erfüllt. Diese Auswahl der Spektren blieb, wie oben angedeutet, auch nach dem späteren Strategiewechsel zur Auswertung des Samples bestehen.

Ebenfalls von der Auswertung ausgeschlossen wurden doppelte Spektren und magnetische Objekte. Außerdem mussten einige Sterne aussortiert werden, weil ihre Parameterwerte nicht von den verwendeten Modellgittern abgedeckt werden. Das betraf ausschließlich Sterne mit $T_{\text{eff}} < 17000$ K und einem $\log g$ außerhalb des Bereichs von 7,5 bis 8,5 dex. Damit verblieben für die anschließende Auswertung noch ungefähr 320 Sterne.

4.2.2. Statistischer Fehler

Zur Komplettierung der Vorstudie wurden nun noch für die oben untersuchten Parameterkombinationen die Fehler in der projizierten Rotationsgeschwindigkeit bestimmt. Dabei sind grundsätzlich zwei Fehlerarten zu unterscheiden. In diesem Kapitel wird zunächst der statistische Fehler behandelt, der durch das Rauschen der Spektren verursacht wird. Im nächsten Kapitel wird der systematische Fehler beschrieben, der u.a. durch die Fehler in T_{eff} und $\log g$ verursacht wird.

Zum Fitten der Spektren wurde das Programm FITSB2 von Ralf Napiwotzki verwendet. Das bietet drei Fehlermodi an, die auf jeweils unterschiedliche Art und Weise einen statistischen Fehler ermitteln. In dieser Arbeit wurde der sogenannte bootstrapping-Modus verwendet, da er nach Aussage des Programmierers die verlässlichsten Ergebnisse liefert. Wie zahlreiche Stichproben zeigen, erhält man damit einen Fehler der in den meisten Fällen in der Nähe des Gaußschen 1σ -Fehlers liegt.

Beim bootstrapping handelt es sich um ein bekanntes Verfahren zur Bestimmung von statistischen Fehlern (siehe z.B. Press et.al, [11]). Dazu werden aus dem Originalspektrum zahlreiche abgeleitete Spektren generiert, die dann jeweils gefittet werden. Die Standardabweichung dieser Fits ergibt den Fehler des Originalspektrums. Zum Erstellen der abgeleiteten Spektren werden nach der Methode „Ziehen mit Zurücklegen“ aus den N Datenpunkten des Originalspektrums N Datenpunkte gezogen. Im neuen Spektrum sind wegen des Zurücklegens einige Punkte mehrfach vertreten, die dann beim anschließenden Fitten stärker gewichtet werden als im ursprünglichen Spektrum. Andererseits fehlen im abgeleiteten Spektrum durchschnittlich 37% der Originaldatenpunkte, so dass sie im Vergleich zum Originalspektrum beim Fitten gar nicht berücksichtigt werden. Aufgrund dieser Unterschiede streuen die aus den abgeleiteten Spektren erhaltenen Werte um den Wert aus dem Originalspektrum. Diese Streuung dient als Maß für den Fehler des Originalspektrums.

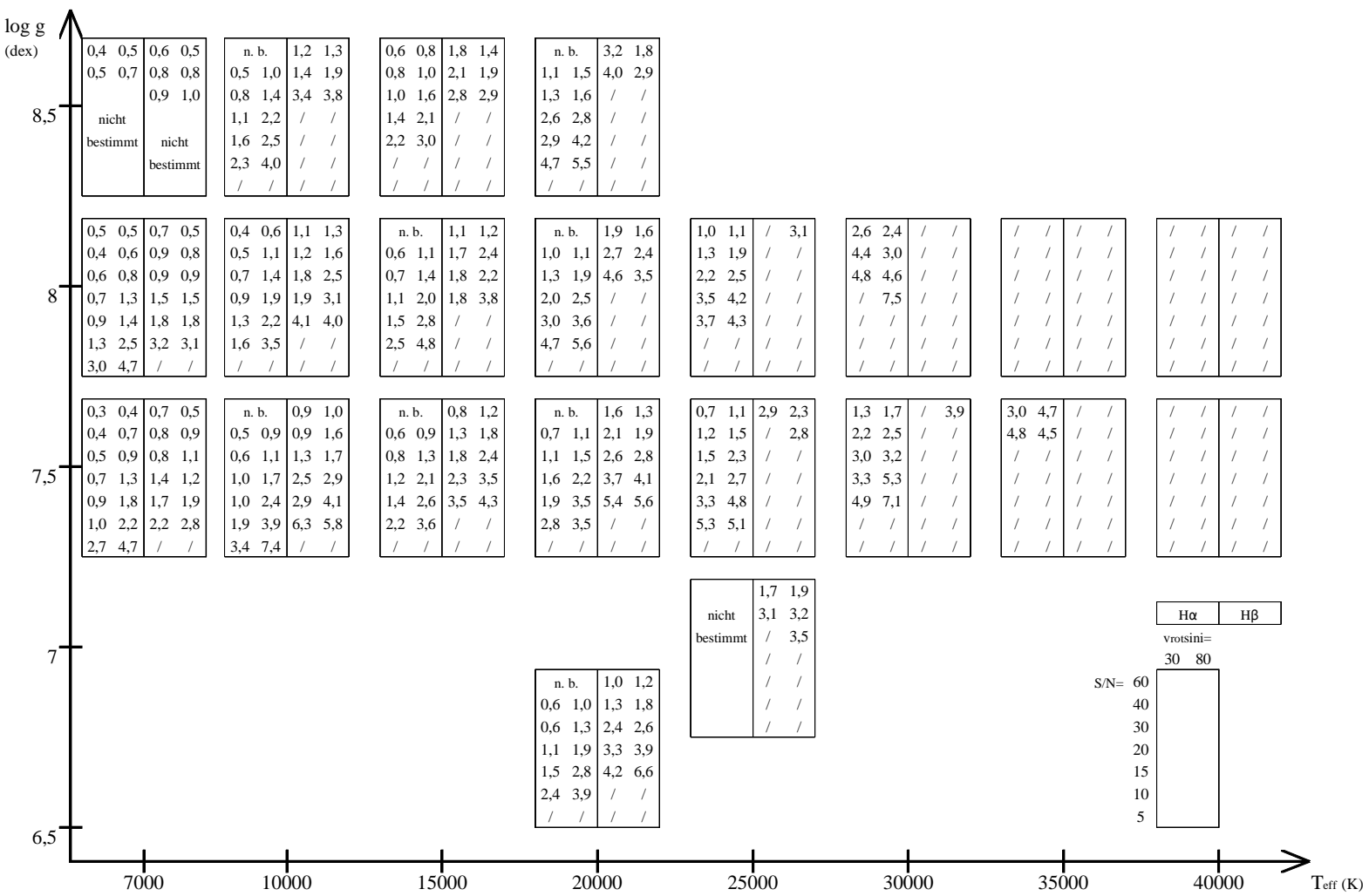


Abbildung 4.4.: Statistische Fehler für Sterne mit $T_{\text{eff}} < 40000 \text{ K}$. Untersucht wurden jeweils bestimmte Kombinationen aus der projizierten Rotationsgeschwindigkeit und dem S/N-Verhältnis, die dem Kasten rechts unten entnommen werden können. Nicht messbare Stellen sind mit / markiert. Stellen, die zwar messbar sind, bei denen aber auf eine Untersuchung verzichtet wurde, sind mit „nicht bestimmt“ (bzw. n. b.) markiert.

In Abbildung 4.4 sind die mit dem bootstrapping-Verfahren gefundenen Werte für einige Kombinationen aus dem S/N-Verhältnis und der projizierten Rotationsgeschwindigkeit angegeben. Für die Sterne mit $T_{\text{eff}} > 40000 \text{ K}$ sind die Angaben in Abbildung 4.3 zu finden, wobei nur wenige Punkte im messbaren Bereich untersucht wurden. Stellen, die laut Vorstudie nicht messbar sind wurden auch nicht untersucht, und sind mit einem / versehen. Stellen, die zwar messbar sind, bei denen aber aus Zeitgründen auf eine Untersuchung verzichtet wurde, sind mit „nicht bestimmt“ markiert.

Man erhält bei den kühlen Sternen ($< 40000 \text{ K}$) erwartungsgemäß mit kleiner werdendem S/N-Verhältnis, sowie mit steigendem T_{eff} und $\log g$ höhere Fehlerwerte. Außerdem liegt der Fehler meist auch bei der größeren der beiden Rotationsgeschwindigkeiten höher. Das lässt sich aber wieder durch die daraus folgende flachere Linienform erklären. An den wenigen Stellen wo das nicht der Fall ist, liegt es vermutlich daran, dass die gefundenen Werte natürlich auch vom Aussehen des Rauschens abhängen, und dadurch etwas schwanken können. Das kann dann dazu führen, dass sich der umgekehrte Effekt zeigt, und der Fehler bei der kleineren Rotationsgeschwindigkeit größer ist. In der Abbildung erkennt man außerdem, dass der Fehler bei H_{β} durchschnittlich größer ist als bei H_{α} . Das ist also nochmals ein Hinweis darauf, dass sich die H_{α} -Linie besser zur Auswertung der Spektren eignet.

Auch bei den Sternen mit $T_{\text{eff}} > 40000 \text{ K}$ ist der Fehler bei kleinerem S/N größer. Der Zusammenhang zwischen Fehler und Parametern ist hier aber aufgrund der wenigen Messwerte nicht so gut auszumachen. Allerdings zeigt sich grob, dass der Fehler mit steigendem T_{eff} und $\log g$ kleiner wird. Das würde man auch erwarten, wenn man an die besondere Linienform bei diesen Temperaturen denkt. Da der scharfe Emissionskern mit steigendem T_{eff} und $\log g$ ausgeprägter und größer wird (siehe Abbildung 3.7), sinkt damit auch der Fehler bei der Bestimmung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit.

4.2.3. Systematischer Fehler

In die Bestimmung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit gehen einige Größen ein, die selbst mit einem Fehler behaftet sind, z.B. T_{eff} , $\log g$ und die Seeing-Bedingungen während der Beobachtung. Außerdem gibt es Größen, die einen systematischen Einfluss auf die projizierte Rotationsgeschwindigkeit haben können, wie z.B. die verwendeten Modellgitter, oder in den Spektren vorhandene tellurische Linien. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurde zunächst nur der Einfluss von T_{eff} und $\log g$ untersucht, da die Fehler der beiden Größen aus der Spektralanalyse bekannt sind, und ihr Einfluss auf die Rotationsgeschwindigkeit leicht untersucht werden kann.

Der Einfluss von T_{eff} und $\log g$ wurde ähnlich einer Fehlerfortpflanzung untersucht. Dazu wurde beobachtet, wie sich in den Modellspektren die gefittete projizierte Rotationsgeschwindigkeit ändert, wenn man die beiden Parameter innerhalb ihrer Fehler variiert. Fehlerangaben zu T_{eff} und $\log g$ finden sich in [2], der Dissertation von Björn Voss, aus der später auch die Parameterangaben für die SPY-Sterne entnommen wurden. Für $\log g$ ist dort ein pauschaler Fehler von 0,07 dex angegeben, während für T_{eff} ein relativer Fehler von 2% abgeschätzt wird.

Für gegebene Parameter (inkl. vorgegebenem Rauschen und projizierter Rotationsgeschwindigkeit) wurde also beobachtet, wie sich die gefittete Rotationsgeschwindigkeit ändert, wenn man das Spektrum mit einer beliebigen Kombination aus T_{eff} , $\log g$ und die um ihre Fehler erhöhten bzw. erniedrigten Werte fittet. Die folgende Tabelle 4.4 zeigt ein Beispiel für ein Modell mit $T_{\text{eff}} = 25000 \text{ K}$, $\log g = 8,00 \text{ dex}$, $S/N = 40$ und $v_{\text{rot}} \sin i = 30 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Dabei steht \circ für den unveränderten Wert. Als Maß

für den systematischen Fehler wurde der Mittelwert der größten positiven und negativen Abweichung vom Normalwert, also dem Wert den man mit unveränderten Parametern erhält, festgelegt. In diesem Beispiel erhält man eine maximale Abweichung von $+4,8/-5,3 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ gegenüber dem Normalwert von $29,1 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, im Mittel also $\pm 5,1 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. In dem meisten Fällen passten die positive und negative Abweichung, so wie in diesem Fall, sehr gut zusammen. Nur in wenigen Fällen lagen sie deutlich asymmetrisch. Es zeigte sich dabei allerdings keine deutliche Systematik.

Zwar haben diese Fehlerwerte nur eine begrenzte absolute Aussagekraft, sie lassen sich aber sehr gut zum relativen Vergleich zwischen Sternen mit unterschiedlichen Parametern nutzen. Abbildung 4.5 zeigt die in der Vorstudie erhaltenen Ergebnisse, wobei pro Parameterpaar nur wenige Werte für das S/N-Verhältnis und die projizierte Rotationsgeschwindigkeit untersucht wurden. Für die Sterne mit $T_{\text{eff}} > 40000 \text{ K}$ befinden sich die Angaben wieder in 4.3, wobei auch hier nur der jeweils messbare Bereich an einigen Punkten untersucht wurde. Nicht messbare Stellen sind wie oben mit einem / markiert, nicht untersuchte Stellen wieder mit „nicht bestimmt“.

Betrachtet man Abbildung 4.5, so fällt zunächst auf, dass die Fehler nahezu unabhängig vom S/N-Verhältnis sind. Weiterhin sieht man, dass der Fehler mit steigendem T_{eff} bzw. $\log g$, sowie kleiner werdender Rotationsgeschwindigkeit ansteigt. Nur die Sterne mit 7000 K fallen hier aus dem Rahmen. Sie zeigen recht hohe Fehler, die mit steigender Rotationsgeschwindigkeit ansteigen oder zumindest konstant bleiben.

Dieses Verhalten lässt sich mit der relativen Änderung der Linienform bei Variation von T_{eff} und $\log g$ erklären. Bei dieser Untersuchung wird die durch die Variation von T_{eff} und $\log g$ erfolgende Änderung der Linienform durch die Rotationsverbreiterung ausgeglichen. Deshalb ergeben sich größere Fehler bei den Parametern, bei denen die relative Änderung der Linienform bei Variation von T_{eff} und $\log g$ am größten ist. Das ist also bei 7000 K der Fall, sowie im Allgemeinen bei kleineren Geschwindigkeiten, bzw. bei hohem T_{eff} und $\log g$.

Das Verhalten der Spektrallinien kehrt sich jedoch bei ca. 40000 K gerade um, so dass sich auch der systematische Fehler bei den heißen Objekten gerade anders herum verhält. Hier fällt der Fehler mit steigendem T_{eff} und $\log g$, sowie mit kleiner werdender Rotationsgeschwindigkeit. Dieses Verhalten lässt sich mit demselben Argument wie oben erklären, nur wird im Temperaturbereich über 40000 K die relative Änderung der Linienform mit steigendem T_{eff} und $\log g$ kleiner.

T_{eff}	$\log g$	$v_{\text{rot}} \sin i$
o	o	29,1
o	-0,07	31,1
o	+0,07	27,1
-2%	o	32,2
-2%	-0,07	33,9
-2%	+0,07	30,3
+2%	o	25,8
+2%	-0,07	27,9
+2%	+0,07	23,8

Tabelle 4.4.: Einfluss der Variation von T_{eff} und $\log g$ auf die projizierte Rotationsgeschwindigkeit für ein Modellspektrum mit 25000 K , $8,00 \text{ dex}$, und $S/N = 40$ bei einer vorgegebenen projizierten Rotationsgeschwindigkeit von $30 \frac{\text{km}}{\text{s}}$

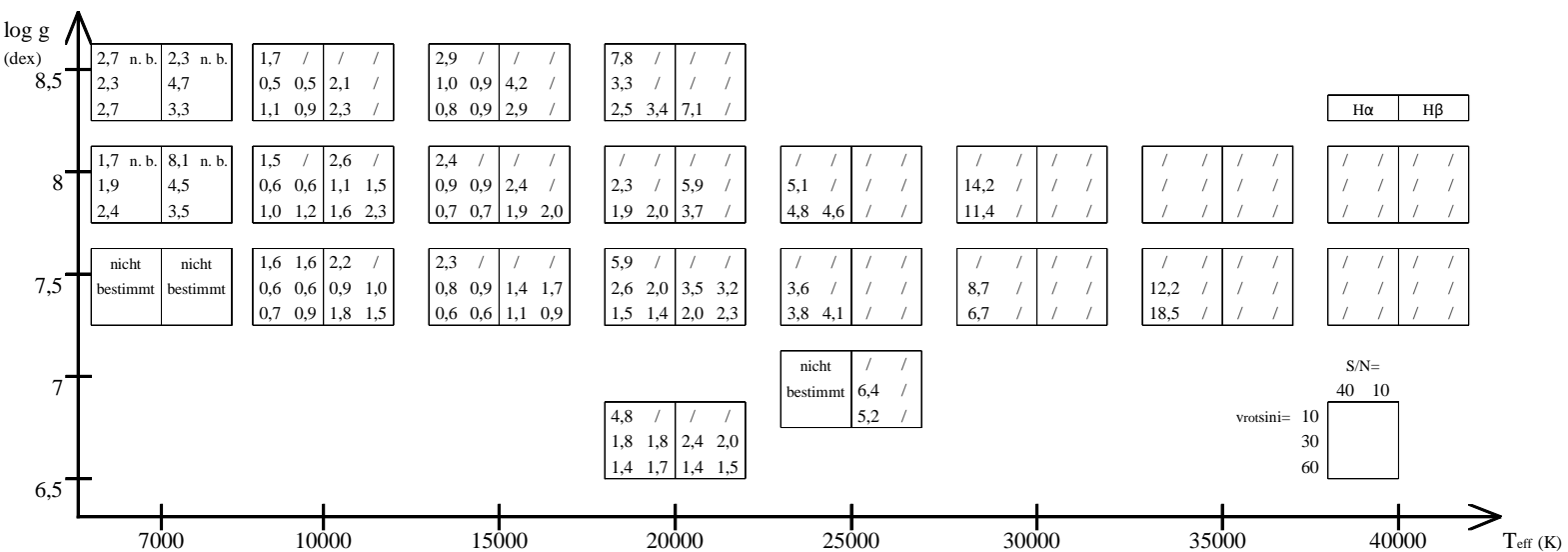


Abbildung 4.5.: Systematische Fehler für Sterne mit $T_{\text{eff}} < 40000$ K. Untersucht wurden jeweils bestimmte Kombinationen aus der projizierten Rotationsgeschwindigkeit und dem S/N-Verhältnis, die dem Kasten rechts unten entnommen werden können. Nicht messbare Stellen sind wieder mit / markiert. Stellen, die zwar messbar sind, bei denen aber keine Untersuchung vorgenommen wurde, sind mit „nicht bestimmt“ (bzw. n. b.) markiert.

4.2.4. Zusammenfassung

Ziel der Vorstudie war es, ganz Allgemein das Verhalten von Weißen Zwerg-Spektren zu untersuchen. Im folgenden sollen nun die oben beschriebenen Ergebnisse an einigen konkreten Beispielen für den Fall H_α verdeutlicht werden. Dabei wurden die Beispiele so gewählt, dass sie einerseits gut aus den Diagrammen abgelesen werden können, andererseits aber auch einigermaßen typisch für das SPY-Sample sind.

Zunächst sollen die Ergebnisse für $\log g = 8,0$ dex am Beispiel eines für das SPY-Sample typischen S/N-Verhältnisses von 20 betrachtet werden. Mit Hilfe der Vorstudie kann man nun abschätzen, welche projizierten Rotationsgeschwindigkeiten man mit einem solchen Spektrum bei verschiedenen Effektivtemperaturen messen kann. Bei 7000 K liest man in Abbildung 4.2 einen Wert von $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ab. Das heißt also, dass es mit so einem Spektrum bei diesen Parametern nicht möglich sein wird, einstellige Rotationsgeschwindigkeiten zu messen. Bei 10000 K liegt die Grenze bereits bei $15 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Sie steigt über $22 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ bei 15000 K auf $28 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ bei 20000 K. Ein Stern mit diesen Parametern müsste also schon eine recht hohe Rotationsgeschwindigkeit aufweisen, damit sie noch detektiert werden kann. Der letzte Eintrag findet sich bei 25000 K mit einer Grenzgeschwindigkeit von $32 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Sollte der Stern also eine kleinere Rotationsgeschwindigkeit aufweisen, ist es sehr unwahrscheinlich, dass die Geschwindigkeit mit einem derartigen Spektrum detektiert werden kann. Bei 30000 K liegt die S/N-Grenze bereits bei 30. Ein Spektrum mit einem S/N-Verhältnis von 20 eignet sich also in diesem Parameterbereich nicht zur Auswertung. Auch bei noch höheren Temperaturen kommt man mit diesem S/N-Verhältnis nicht wieder in einen auswertbaren Bereich.

Als nächstes wird das Verhalten bei $\log g = 7,5$ dex betrachtet. Das S/N-Verhältnis soll wieder bei 20 liegen. Aufgrund des kleineren $\log g$ ist nun mit einer besseren Messbarkeit zu rechnen. Das heißt, die Grenzgeschwindigkeiten sollten jetzt bei kleineren Werten liegen, und es sollte auch noch bei höheren Temperaturen mit einer Detektion zu rechnen sein. Genau das liest man auch aus der Abbildung ab. Bei 7000 K liegt die Messbarkeitsgrenze nun bei $8 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Es ist also mit einer Detektion noch bis in den hohen einstelligen Bereich zu rechnen. Die Grenze steigt dann über 13, 15, und $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, auf einen Wert von $28 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ bei 25000 K. Bei diesem $\log g$ ist aber auch noch bei 30000 K mit einer Detektion zu rechnen, sofern die projizierte Rotationsgeschwindigkeit über $40 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ liegt. Dann ist aber auch hier die Grenze des auswertbaren Bereichs erreicht. Ein Blick in Abbildung 4.3 zeigt, dass man auch in diesem Fall bei den noch höheren Temperaturen nicht wieder in einen auswertbaren Bereich kommt. Dazu wäre mindestens ein S/N-Verhältnis von 40 nötig.

Mit dem für das SPY-Sample typischen S/N-Verhältnis von 20 liegt die Detektionsgrenze im Bereich von 10000 bis 25000 K also bei ca. 15 bis $30 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Damit liegt sie im oberen Bereich dessen, was man bisher für die projizierte Rotationsgeschwindigkeit von Weißen Zwergen erhalten hat. Bei hohen Temperaturen um 20000 K ist also nur vereinzelt mit Detektionen zu rechnen. Demgegenüber kann man bei niedrigen Temperaturen um 10000 K umso mehr Detektionen erwarten (siehe Kapitel 6).

Mit den Abbildungen 4.4 und 4.5 kann man nun betrachten, welche Fehler man erwarten kann, wenn man im oben betrachteten Parameterbereich ($T_{\text{eff}} = 10000$ bis 30000 K, $\log g = 7,5$ bis 8,0 dex) tatsächlich eine Detektion erhält. Die gefittete projizierte Rotationsgeschwindigkeit soll dazu in diesem Beispiel bei $30 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ liegen, während das S/N-Verhältnis wieder 20 betragen soll. Unter diesen Bedingungen liegt der statistische Fehler bis zu einer Effektivtemperatur von 15000 K bei nur $1 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Auch bei 20000 K wird erst ein Fehler von $2 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ erreicht. Bei höheren Temperaturen ergeben sich dann leichte Unterschiede, je nach $\log g$. Aber auch hier liegt der Fehler mit 2 bis $4 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ nicht sehr hoch. Durch das Rauschen ergeben sich in diesem Bereich also nur sehr kleine Unsicherheiten.

Der systematische Fehler verhält sich bis 20000 K genauso. Nur bei 7000 K liegt er mit $2 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ etwas höher. Bei Temperaturen über 20000 K steigt er dann aber deutlich stärker an, und liegt bei ungefähr 4 bis $9 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. In diesem Temperaturbereich ergeben sich durch die Fehler in T_{eff} und $\log g$ also deutlich größere Messunsicherheiten als durch das Rauschen.

An zwei konkreten Beispielen soll nun noch klargemacht werden, wie man die Vorstudie auch quantitativ zur Auswertung der SPY-Spektren nutzen kann. Dazu soll zunächst das Spektrum eines fiktiven Sterns mit den Parametern $T_{\text{eff}} = 14368 \text{ K}$ und $\log g = 7,82 \text{ dex}$ betrachtet werden. Das S/N-Verhältnis soll 16 betragen. Der Fit dieses Spektrums möge eine projizierte Rotationsgeschwindigkeit von $12,7 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ liefern. Zunächst muss man aus den Angaben den passenden Parameterpunkt finden, an dem man die gewünschten Daten aus den Diagrammen abliest. Dabei wird so vorgegangen, wie zu Beginn des Kapitels beschrieben. In diesem Fall werden die beiden Parameter aufgerundet ($T_{\text{eff}} = 15000 \text{ K}$, $\log g = 8,00 \text{ dex}$), das S/N-Verhältnis wird auf 15 abgerundet. Ein Blick in die Abbildung 4.2 liefert für die betrachteten Parameter und das S/N-Verhältnis eine Grenzgeschwindigkeit von $24 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Kleinere Geschwindigkeiten können also bei diesen Parametern mit einem derartigen Spektrum nicht detektiert werden. Für diesen Stern müsste man also als Endergebnis notieren: $v_{\text{rot}} \sin i < 24 \frac{\text{km}}{\text{s}}$.

Im zweiten Fall wird ein Stern mit 17820 K und $\log g = 7,65 \text{ dex}$ betrachtet. Das S/N-Verhältnis soll 26 betragen, und der Fit des Spektrums soll eine projizierte Rotationsgeschwindigkeit von $34,2 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ liefern. Abgelesen wird hier am Punkt (20000 K, 7,5 dex). Der S/N-Wert wird auf 25 abgerundet. Da dieser Wert in der Vorstudie nicht explizit untersucht wurde, müssen hier die gewünschten Angaben aus den Diagrammen interpoliert werden. Man liest so aus Abbildung 4.2 eine Grenzgeschwindigkeit von $19 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ab. Die erhaltene projizierte Rotationsgeschwindigkeit ist also mit diesem Spektrum messbar. Jetzt kann aus den Abbildungen 4.4 und 4.5 der statistische und systematische Fehler für das Spektrum abgelesen werden. In beiden Fällen müssen die gesuchten Werte interpoliert werden. Wenn man dabei auf ganze Zahlen aufrundet, erhält man für den statistischen Fehler einen Wert von $2 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, für den systematischen einen Wert von $3 \frac{\text{km}}{\text{s}}$.

4.3. Auffällige Spektren

Nach dem Aussortieren nicht geeigneter Spektren konnte mit dem eigentlichen Auswerten begonnen werden. Weil aber immer noch etwa 320 Sterne untersucht werden mussten, konnte nicht jedes Spektrum einzeln behandelt werden. Stattdessen wurden die Spektren mit einem Programm von Stephan Geier bearbeitet, das es erlaubt hat, alle Fits in wenigen Tagen durchzuführen.

Zuvor mussten aber für alle Spektren die zugehörigen Seeing-Werte bestimmt werden. Das ist nötig, damit das Programm mit der in Kapitel 2.4 angegebenen Formel, das zum jeweiligen Spektrum passende Instrumentenprofil berechnen kann. Die Seeing-Werte für die einzelnen Beobachtungen wurden dem sogenannten DIMM seeing monitor des ESO-Archivs entnommen. Dieses Archiv ist online zugänglich, und hält für alle von der ESO gemachten Aufnahmen umfangreiche Wetterdaten bereit. Für die einzelnen Spektren wurde jeweils der Mittelwert der während der Belichtung herrschenden Seeing-Verhältnisse notiert. Für manche Beobachtungszeiten waren keine Daten verfügbar, allerdings konnte in vielen Fällen ein Wert interpoliert werden. Falls das auch nicht möglich war, wurde ein Wert von $1''$ gewählt. Bei koaddierten Spektren sind die Einzelwerte der enthaltenen Spektren gemittelt worden. Auf eine S/N-Gewichtung wie beim Koaddieren wurde aber verzichtet. Da die Rotationsgeschwindigkeit nur schwach auf eine Variation des Seeings reagiert, wäre die

zusätzliche Genauigkeit hier unnötig gewesen. Die Parameterwerte der einzelnen Weißen Zwerge wurden, wie bereits weiter oben kurz erwähnt, aus [2] entnommen.

Zum Fitten werden die Namen der einzelnen Spektren, die jeweiligen Parameter (T_{eff} und $\log g$), und die jeweils passenden Seeing-Werte in eine Steuerdatei geschrieben. Das Programm generiert daraufhin für jedes angegebene Spektrum die drei passenden Steuerdateien für FITSB2, startet FITSB2, und schreibt anschließend die Ergebnisse in übersichtliche Dateien. Mit diesen Dateien konnte die Auswertung schnell und bequem vollzogen werden.

Nach dem ersten Betrachten der Resultate fielen allerdings verschiedene Probleme auf. Zum einen war bei viele Spektren der Bereich des Kerns nicht gut reproduziert. Dieses Phänomen trat bei ungefähr 70 der etwa 320 Sterne auf. Es blieben also nur noch ca. 250 Sterne zur endgültigen Auswertung übrig. Die Vorstudienmethode war aber zur Bewältigung eines deutlich größeren Samples gedacht. Wie Stichproben zudem zeigten, stimmen die im Voraus bestimmten Fehler nicht immer mit den an den realen Spektren bestimmten Fehlerwerten überein. Aus diesen Gründen, und weil die verbliebenen Sterne in der noch zur Verfügung stehenden Zeit einzeln ausgewertet werden konnten, wurde an diesem Punkt die ursprüngliche Herangehensweise aufgegeben. Eine manuelle, und damit genauere Auswertung der verbliebenen, gut gefitteten Spektren schien nun die bessere Vorgehensweise zu sein. Wie die Spektren daraufhin ausgewertet wurden, ist in Kapitel 4.4 geschildert.

Neben den Spektren mit den mäßig reproduzierten Kernen, gibt es eine große Anzahl Spektren mit auffälligen spektralen Features, hauptsächlich in Form von wenigen bins breiten Vertiefungen. Außerdem begegnet man hier einem Phänomen, dass schon bei den Vorarbeiten zur Bestimmung der optimalen Fitbreite auftrat. Nämlich, dass häufig bei ein und demselben Stern H_{β} mit einer höheren projizierten Rotationsgeschwindigkeit gefittet wird als H_{α} . Die Frage, ob sich Sterne mit diesem Verhalten durch irgendwelche Eigenschaften von den anderen Sternen unterscheiden, wurde daraufhin genauer untersucht. Außerdem wurde geklärt, ob es eine Systematik hinter den Fits mit schlecht wiedergegebenen Linienkern gibt. Als letztes wurde überprüft, ob die spektralen Auffälligkeiten in manchen der Spektren tellurische Linien sein könnten, und sich durch besondere Wetterbedingungen während der Aufnahme der Spektren erklären lassen. In den folgenden drei Unterkapiteln sind die Ergebnisse dieser Nachforschungen beschrieben.

4.3.1. Nicht korrekt wiedergegebene Linienkerne

Natürlich liegt die Vermutung nahe, dass es sich bei den Problemen mit den schlecht reproduzierten Linienkernen um einen systematischen Effekt handeln könnte. Um das zu überprüfen, wurde untersucht, ob es einen Zusammenhang zwischen der Güte eines Fits und Größen wie den atmosphärischen Parametern, dem Seeing oder dem S/N-Verhältnis des zugrunde liegenden Spektrums gibt. Als Maß für die Fitgüte wurde der Wert des reduzierten χ^2 gewählt.

In den vier Abbildungen 4.7 bis 4.10 ist für alle gefitteten Spektren der Wert des reduzierten χ^2 gegen die beiden Parameter, das Seeing, und das S/N-Verhältnis des jeweiligen Spektrums aufgetragen. Ausgenommen sind lediglich Spektren, die aus offensichtlichen Gründen einen besonderen Wert des reduzierten χ^2 aufweisen, z.B. weil sich im gefitteten Bereich ein cosmic befindet.

Schon bei der Erstellung der Graphen zeigte sich jedoch, dass das reduzierte χ^2 kein gutes Maß dafür sein muss, wie gut ein Kern reproduziert wurde. In Abbildung 4.6 sind dazu vier auffällige Spektren mit ihren reduzierten χ^2 -Werten gezeigt. Wie man sieht, muss sich ein schlecht wiedergegebener

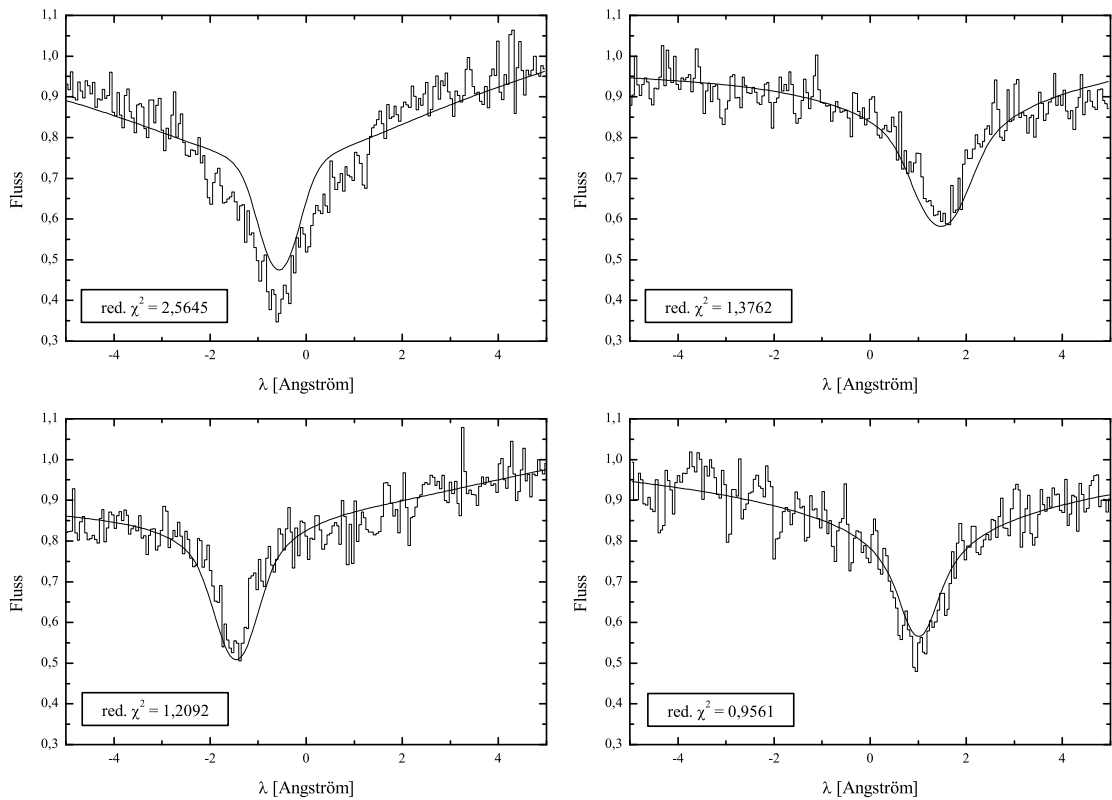


Abbildung 4.6.: Einige Beispiele für Spektren mit nicht korrekt wiedergegebenen Linienkernen

NLTE-Kern keineswegs in einem hohen Wert für das reduzierte χ^2 äußern. Wenn der Kern nur etwas zu tief, oder nicht tief genug gefittet ist, ist sogar ein reduziertes χ^2 von kleiner Eins möglich. Deshalb wurden in einem zweiten Schritt in den vier Abbildungen alle Spektren rot markiert, die einen nicht korrekt wiedergegebenen Kern aufweisen.

Die auffälligen Spektren lassen sich grob in zwei Kategorien einteilen. Den einen Teil bilden die Spektren, bei denen der Fit den Kern deutlich verfehlt. In diesen Fällen sind meist auch die Flügel des Kerns, und manchmal sogar der Bereich außerhalb des Kerns nicht richtig wiedergegeben. Solche Spektren zeichnen sich durch einen hohen Wert für das reduzierte χ^2 aus. Ein Beispiel für diesen Typ ist das Spektrum oben links in Abbildung 4.6. Die andere Kategorie bilden die Spektren, bei denen der Fit im Bereich des NLTE-Kerns nur etwas zu tief, oder nicht tief genug ist. Sie weisen einen kleinen Wert für das reduzierte χ^2 von unter 1,5 auf. Beispiele dafür sind die anderen drei Spektren in Abbildung 4.6.

Wie man in Abbildung 4.7 sieht, konzentrieren sich Spektren mit nicht korrekt wiedergegebenen Kern bei Effektivtemperaturen unter 12500 K. Hauptsächlich bei Temperaturen um 8500 K finden sich die Spektren, bei denen der Kern deutlich verfehlt wird, und die dementsprechend ein sehr hohes reduziertes χ^2 aufweisen. Bei Temperaturen über 12500 K findet man dagegen nur vereinzelt mäßige Fits. Allerdings sind auch bei kühlen Temperaturen, insbesondere im Bereich zwischen 9000 und 10000 K, zahlreiche akzeptabel gefittete Spektren zu finden. Ein niedriger Wert für die Effektivtem-

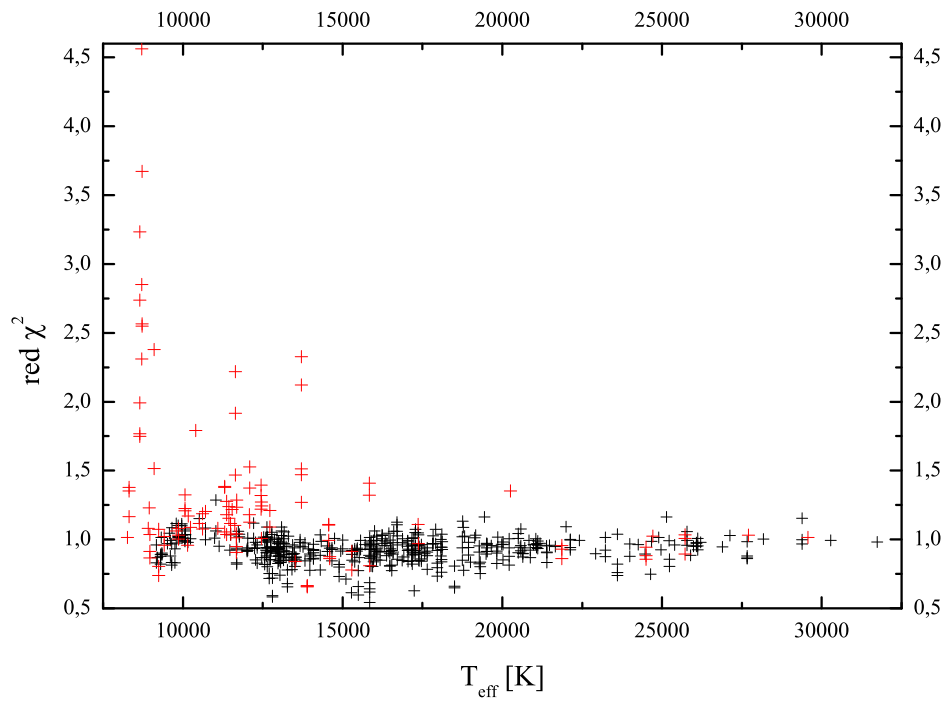


Abbildung 4.7.: Anhängigkeit des reduzierten χ^2 von T_{eff}

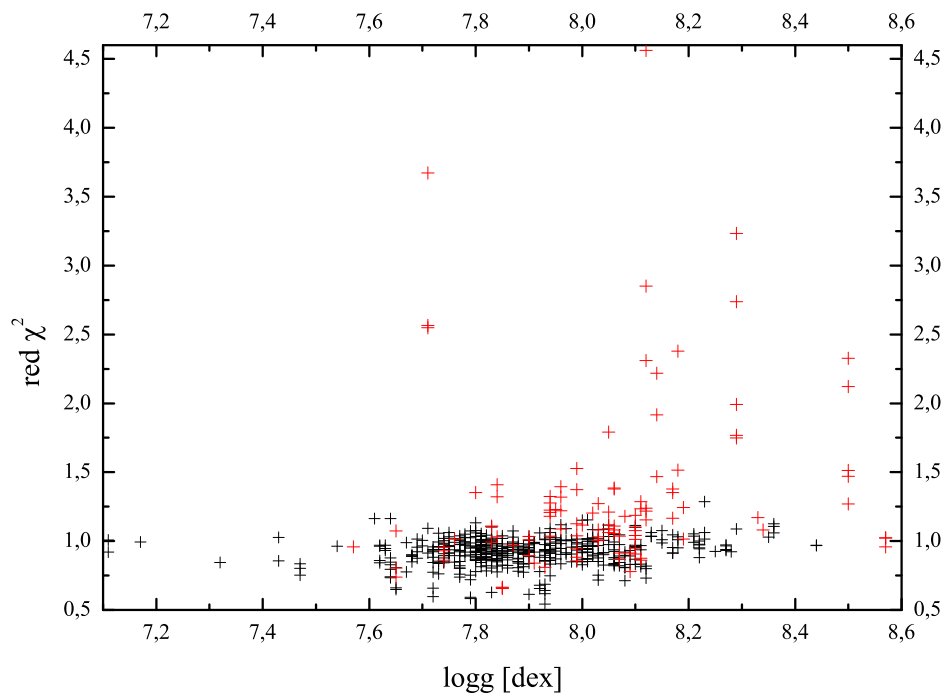
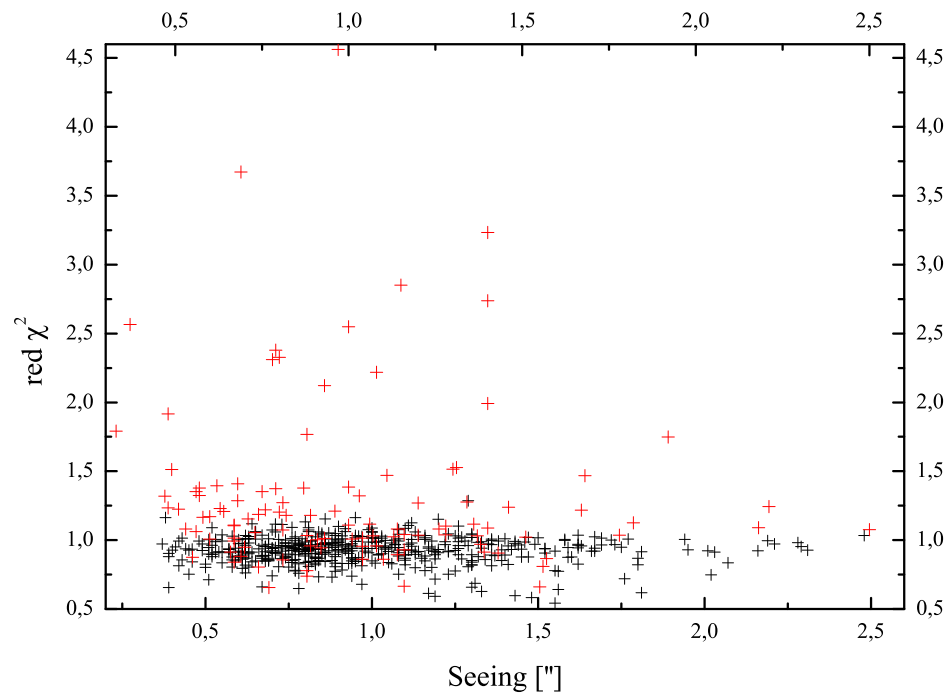
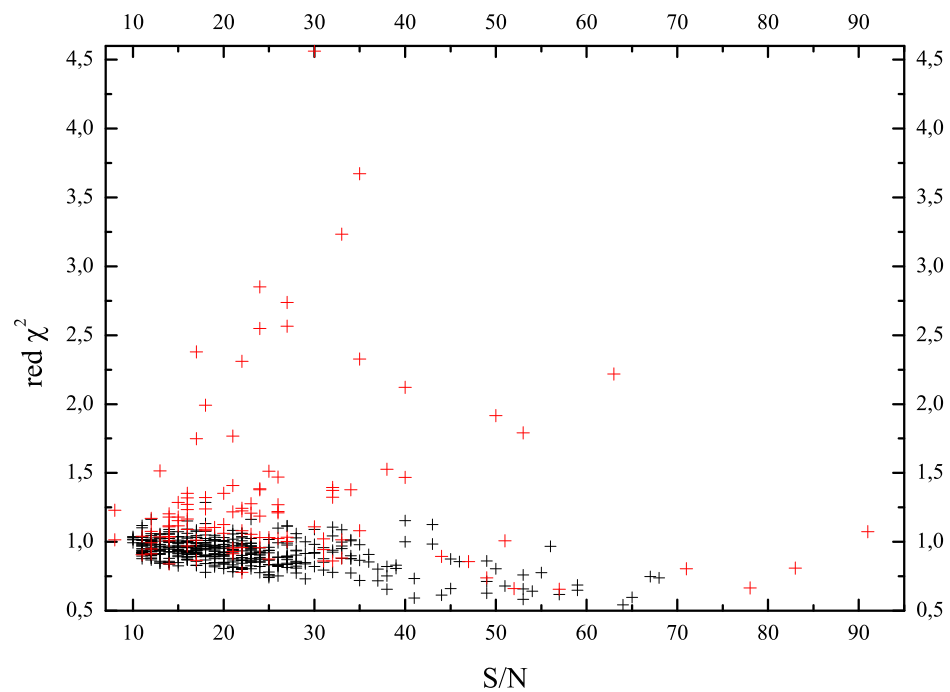


Abbildung 4.8.: Abhängigkeit des reduzierten χ^2 von log g

Abbildung 4.9.: Abhängigkeit des reduzierten χ^2 vom SeeingAbbildung 4.10.: Abhängigkeit des reduzierten χ^2 vom S/N-Verhältnis

peratur ist also allein kein eindeutiger Hinweis auf einen nicht passenden Fit. Die Wahrscheinlichkeit dafür, einen mäßigen Fit zu finden, ist bei niedrigen Temperaturen aber deutlich erhöht.

Auch bei der Schwerebeschleunigung (Abbildung 4.8) findet man eine systematische Häufung. Hier finden sich die meisten auffälligen Spektren bei hohem $\log g$. Das ist aber zu erwarten, da bei tiefen Temperaturen auch tendenziell höhere $\log g$ -Werte gefunden werden. In den Auftragungen gegen das Seeing und das S/N-Verhältnis finden sich keine derartigen Trends mehr (siehe Abbildungen 4.9 und 4.10). Insbesondere finden sich die schlechten Fits keineswegs nur bei stark verrauschten Spektren, sondern durchaus auch bei rauscharmen.

Es gibt also keinen eindeutigen Hinweis auf einen systematischen Zusammenhang zwischen einem schlecht wiedergegebenen Kern, und den Parametern des betreffenden Sterns, bzw. der Qualität des zugrundeliegenden Spektrums. Zwar ergibt sich eine tendenzielle Häufung bei kleinen Effektivtemperaturen und hohem $\log g$, allerdings ist dieser Zusammenhang keineswegs eindeutig. In diesen Bereichen gibt es auch zahlreiche gut gefittete Spektren.

Die atmosphärischen Parameter der Weißen Zwerge wurden aus den Balmerlinien ab H_β , nicht jedoch aus H_α bestimmt. Deshalb wäre auch ein Zusammenhang mit der Spektralanalyse zur Bestimmung von T_{eff} und $\log g$ denkbar. Um das zu überprüfen, wurde untersucht, ob sich eventuell Unterschiede in den Fits zwischen H_α und H_β zeigen. Es ist allerdings so, dass nahezu immer beide Linien gleichzeitig einen schlecht wiedergegebenen Kern aufweisen. Ein Zusammenhang mit der Spektralanalyse zur Bestimmung von Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung sollte deshalb ausgeschlossen sein.

4.3.2. Diskrepanzen zwischen H_α und H_β

Als nächstes wurden die Spektren untersucht, bei denen H_α und H_β unterschiedliche Rotationsgeschwindigkeiten liefern. Das Problem zeigte sich ja bereits teilweise bei der Untersuchung zur Fitbreite (siehe Kapitel 4.1.1), und trat dementsprechend auch hier recht häufig auf. Schon bei der ersten Begutachtung der Ergebnisse fiel aber auf, dass das Phänomen bei den Sternen aus dem Katalog von McCook und Sion (WD-Kennung) seltener vorkommt, als bei den Sternen aus den Hamburger Katalogen (HS- und HE-Kennung). In seltenen Fällen lag bei WD-Spektren die Rotationsgeschwindigkeit in H_β sogar niedriger als in H_α , was bei den HS- und HE-Spektren nie der Fall war. Da es sich bei den WD-Sternen um im Mittel hellere Objekte handelt, die subjektiv auch häufig bessere Spektren aufweisen, war das ein erster Hinweis darauf, dass für diese Beobachtung eine physikalische Erklärung gefunden werden könnte.

Um diese Beobachtungen zu untermauern, wurde als erstes untersucht, ob es einen quantitativen Unterschied im S/N-Verhältnis der verschiedenen Sterne gibt. Wie Tabelle 4.5 zeigt, haben die WD-Sterne im Mittel tatsächlich ein höheres S/N-Verhältnis als die übrigen Sternen.

	H_α	H_β
HS	15,8	25,7
HE	16,8	27,8
WD	21,4	32,9

Tabelle 4.5.: S/N-Verhältnisse der SPY-Spektren für die nach der Vorstudie verbliebenen Spektren

	$v_{\text{rot}} \sin i_{H\beta} > 2 \cdot v_{\text{rot}} \sin i_{H\alpha}$		$v_{\text{rot}} \sin i_{H\beta} \approx v_{\text{rot}} \sin i_{H\alpha}$		$v_{\text{rot}} \sin i_{H\beta} < v_{\text{rot}} \sin i_{H\alpha}$	
	H_α	H_β	H_α	H_β	H_α	H_β
HS	$16,0 \pm 1,3$	$25,0 \pm 2,2$	/	/	/	/
HE	$17,0 \pm 0,9$	$24,2 \pm 1,2$	/	/	/	/
WD	$22,5 \pm 1,2$	$31,6 \pm 1,3$	$20,1 \pm 1,0$	$29,4 \pm 1,3$	$19,1 \pm 2,0$	$27,3 \pm 1,2$

Tabelle 4.6.: S/N-Verhältnisse der Spektren mit unterschiedlichen projizierten Rotationsgeschwindigkeiten in H_α und H_β . Die Spektren wurden dabei in drei Kategorien eingeteilt, je nachdem, ob die aus H_β erhaltene projizierte Rotationsgeschwindigkeit im Vergleich zu der aus H_α wenigstens doppelt so groß, innerhalb von $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ gleich, oder um mindestens $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ kleiner ist.

Das legt nahe, dass es auch einen Zusammenhang zwischen den Spektren mit Diskrepanzen in der aus H_α und H_β erhaltenen projizierten Rotationsgeschwindigkeit, und ihren jeweiligen S/N-Verhältnissen geben könnte. Im nächsten Schritt wurden deshalb die entsprechenden S/N-Werte für die auf diese Weise auffälligen Spektren untersucht (siehe Tabelle 4.6). Dabei wurden drei Fälle unterschieden. Um deutliche Ergebnisse zu erhalten enthält die erste Kategorie die Spektren, bei denen die projizierte Rotationsgeschwindigkeit in H_β mindestens doppelt so groß ist, wie in H_α (falls H_α $0 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ liefert, muss H_β mit mehr als $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ gefittet sein). Da bei den meisten Sternen H_β eine größere Geschwindigkeit liefert, werden auf diese Weise nur die besonders auffälligen Spektren ausgewählt. Zum Vergleich finden sich in der zweiten Kategorie die Spektren, bei denen die Geschwindigkeiten ungefähr zusammenpassen (Unterschied weniger als $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$). Bei den HS- und HE-Sternen gibt es nur wenige Spektren, die dieses Kriterium erfüllen, so dass auch für diese Kategorie keine Werte angegeben werden konnten. Die wenigen Einzelfälle, bei denen H_α die höhere Geschwindigkeit liefert, sind in der dritten Kategorie zusammengefasst. Ein zur ersten Kategorie symmetrisches Kriterium würde allerdings keines der Spektren erfüllen. Deshalb wurde für diese Kategorie festgelegt, dass die Geschwindigkeiten wenigstens um $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ auseinander liegen müssen. Die asymmetrische Einteilung der Spektren in die unterschiedlichen Kategorien ist also ein Ausdruck dafür, dass auch die Diskrepanzen asymmetrisch verteilt sind.

Wie man sieht, gibt es keine auffälligen Unterschiede zwischen den Durchschnittswerten aller Spektren (Tabelle 4.5), und den Spektren mit zu hoher Geschwindigkeit in H_β (Tabelle 4.6 links). Zwar gibt es leichte Abweichungen, diese liegen jedoch in der Größenordnung der Fehler, so dass hier nicht auf einen systematischen Zusammenhang geschlossen werden kann. Beim Vergleich der WD-Spektren aus den drei Kategorien ergeben sich etwas deutlichere Unterschiede. Aber auch hier sind die Fehler von derselben Größenordnung, so dass auch das keinen eindeutigen Hinweis auf einen Zusammenhang mit dem S/N-Verhältnis liefert. Insbesondere ist der Unterschied zwischen H_α und H_β in allen drei Kategorien mit $\Delta S/N \approx 9$ ungefähr gleich groß.

Nachdem diese Untersuchung keine eindeutigen Ergebnisse erbracht hat, wurde im folgenden das Augenmerk auf die Wetterbedingungen gelegt, die während der Aufnahme der Spektren geherrscht haben. Denn das ESO-Archiv im Internet bietet nicht nur die Möglichkeit Seeing-Werte zu erhalten, sondern eine Vielzahl weiterer Wetterwerte, wie z.B. Luftdruck, Bewölkungswerte oder die Luftfeuchtigkeit. Diese Daten wurden nun zusammengetragen, um eventuell einen Zusammenhang zwischen ihnen und den auffälligen Spektren zu finden. Die folgende Tabelle 4.7 zeigt die herausgesuchten Werte wieder für alle drei untersuchten Fälle. Der Wert der Luftfeuchtigkeit lag im Durchschnitt während der Aufnahmen der Spektren mit größerer Geschwindigkeit in H_α deutlich niedriger als bei den Aufnahmen der anderen Spektren. Ob die Luftfeuchtigkeit aber auch der Grund für die Unterschiede zwischen H_α und H_β sein kann ist fraglich. Insbesondere differieren die Werte

	$v_{\text{rot}} \sin i_{H\beta} > 2 \cdot v_{\text{rot}} \sin i_{H\alpha}$	$v_{\text{rot}} \sin i_{H\beta} \approx v_{\text{rot}} \sin i_{H\alpha}$	$v_{\text{rot}} \sin i_{H\beta} < v_{\text{rot}} \sin i_{H\alpha}$
Luftfeuchtigk.	$12,18 \pm 1,26 \%$	$13,93 \pm 1,70 \%$	$7,43 \pm 1,04 \%$
Temperatur	$11,65 \pm 0,45 \text{ }^\circ\text{C}$	$12,52 \pm 0,49 \text{ }^\circ\text{C}$	$11,00 \pm 0,87 \text{ }^\circ\text{C}$
Luftdruck	$743,63 \pm 0,21 \text{ hPa}$	$743,64 \pm 0,24 \text{ hPa}$	$743,67 \pm 0,80 \text{ hPa}$
Bewölkung	$0,012 \pm 0,002$	$0,008 \pm 0,002$	$0,012 \pm 0,008$
Staub	$5,84 \pm 0,06$	$5,94 \pm 0,11$	$5,07 \pm 0,27$
Airmass	$1,287 \pm 0,035$	$1,312 \pm 0,043$	$1,310 \pm 0,12$
Seeing	$0,87 \pm 0,05$	$0,95 \pm 0,08$	$1,12 \pm 0,16$

Tabelle 4.7.: Wetterdaten für Spektren mit Diskrepanzen in der projizierten Rotationsgeschwindigkeit aus H_α und H_β . Es sind wieder die im Text beschriebenen drei Kategorien unterschieden worden.

der anderen beiden Kategorien, trotz deutlicher Unterschiede im Verhalten der Rotationsgeschwindigkeiten, kaum. Auffällig ist bei diesem Vergleich viel mehr, dass die Seeing-Werte recht deutlich auseinander liegen. Ein Zusammenhang zwischen dem Seeing und den Diskrepanzen in der Verbreiterung der Spektrallinien scheint auch deutlich wahrscheinlicher. Allerdings sind die drei Werte innerhalb ihrer Fehler immer noch miteinander vereinbar, so dass daraus keine endgültigen Schlüsse gezogen werden können.

Natürlich wäre auch ein Zusammenhang mit den Parametern der betreffenden Sterne denkbar. Um das zu untersuchen, wurden die T_{eff} - und $\log g$ -Werte der auffälligen Sterne in ein Diagramm gezeichnet (siehe Abbildung 4.11). Dabei wurden wieder die drei Kategorien unterschieden. Aber auch hier zeigt sich kein eindeutiger Zusammenhang. Die Spektren sind sogar recht gleichmäßig verteilt. Zwar häufen sich die Spektren mit höherer Geschwindigkeit in H_α bei eher kleinen Temperaturen, aber aus dieser Kategorie gibt es nur sechs Spektren. Das sind zu wenige, um eindeutige Schlussfolgerungen ziehen zu können.

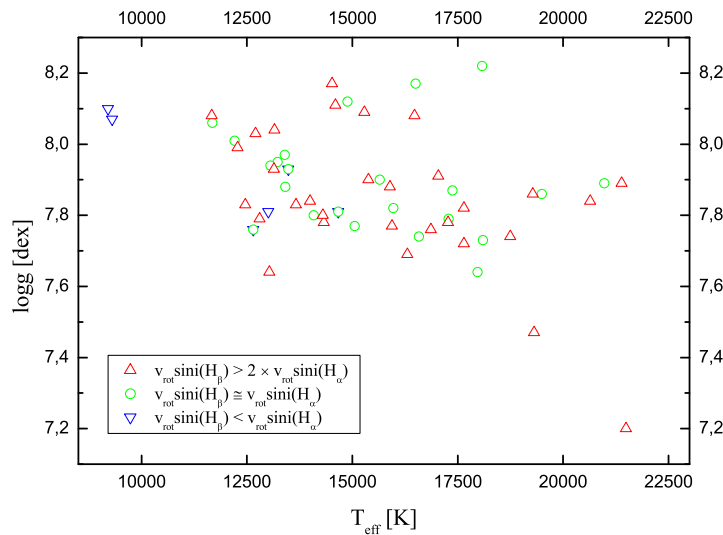


Abbildung 4.11.: Verteilung der Spektren mit Diskrepanzen in der aus H_α und H_β erhaltenen projizierten Rotationsgeschwindigkeit

Gegen einen Zusammenhang mit den atmosphärischen Parametern spricht auch, dass es Sterne gibt, bei denen die einzelnen Spektren zu unterschiedlichen Kategorien gehören. In Abbildung 4.11 sind einige Sterne enthalten, bei denen ein Spektrum konsistente Geschwindigkeiten in H_α und H_β liefert, während das andere in H_α eine höhere Geschwindigkeit zeigt.

Abschließend bleibt festzustellen, dass es mit diesen Untersuchungen nicht gelungen ist, die Natur der Spektren zu enträtseln, die eine zu hohe Rotationsgeschwindigkeit in H_β zeigen. Ein Zusammenhang mit dem Seeing könnte zwar bestehen, ist aber nicht zweifelsfrei bewiesen. Einen Hinweis darauf, dass andere äußere Einflüsse einen Anteil an dem Effekt haben, wurde nicht gefunden. Die Tatsache, dass es Sterne gibt, bei denen sich die Spektren unterschiedlich verhalten, lässt aber eigentlich nur äußere Einflüsse als Erklärung zu. Ein Fehler im Programm zum Fitten der Spektren kann auch ausgeschlossen werden. So werden z.B. die angegebenen Seeing-Werte jeweils für H_α und H_β korrekt in die entsprechende Auflösung $\Delta\lambda$ umgerechnet. Andererseits würde sich eine fehlerhafte Auflösung nur wenig auf die projizierte Rotationsgeschwindigkeit auswirken, und müsste sich zudem bei allen Sternen zeigen. Als einzige sonstige Erklärung bliebe ein Zusammenhang mit den verwendeten Modellgittern. Aber auch dann müsste das Phänomen bei allen Spektren auftreten, und nicht nur sporadisch und scheinbar völlig zufällig.

4.3.3. Spektrale Features

Dieselbe Untersuchung der Wetterbedingungen wurde anschließend für die Sterne mit auffälligen spektralen Features durchgeführt. Einige Beispiele für solche Spektren sind in Abbildung 4.12 gezeigt. Falls es sich dabei um tellurische Linien handeln sollte, wäre ein Zusammenhang mit den Wetterbedingungen sehr wahrscheinlich. Wie man an der Abbildung sieht, wären die Vertiefungen aber auch mit dem für das Spektrum typischen Rauschen verträglich. Da der Cerro Paranal, auf dem das VLT steht, außerdem ein äußerst trockener Ort ist, wäre es recht ungewöhnlich, wenn es sich bei allen gefundenen Artefakten um tellurische Linien handeln würde. Weil sehr viele aber eine gewisse Ähnlichkeit mit den sehr scharfen tellurischen Linien aufweisen, wurde untersucht, ob sich ein Zusammenhang mit den Beobachtungsbedingungen herstellen lässt.

Verglichen wurden dazu Spektren mit deutlichen spektralen Features, mit solchen bei denen diese Merkmale nicht zu finden sind, und die sich stattdessen durch ein gleichmäßiges Rauschen und einen guten Fit auszeichnen. Da es deutlich mehr auffällige Spektren gibt als ausgewertet werden können, wurde nur ein kleiner Teil davon zufällig ausgewählt. Dabei wurde darauf geachtet, dass gerade solche Spektren ausgesucht werden, bei denen sowohl H_α als auch H_β auffällig sind. Tabelle 4.8 zeigt die gefundenen Resultate.

	Spektren mit Feature	Spektren ohne Feature
Luftfeuchtigkeit	$13,39 \pm 1,99\%$	$8,55 \pm 3,11\%$
Temperatur	$11,74 \pm 0,45^\circ\text{C}$	$11,46 \pm 1,19^\circ\text{C}$
Luftdruck	$743,71 \pm 0,30\text{ hPa}$	$742,60 \pm 0,52\text{ hPa}$
Maß für Bewölkung	$0,010 \pm 0,002$	$0,005 \pm 0,001$
Maß für Staub	$5,79 \pm 0,12$	$5,80 \pm 0,13$
Airmass	$1,298 \pm 0,041$	$1,319 \pm 0,061$
Seeing	$1,04 \pm 0,08$	$0,78 \pm 0,09$

Tabelle 4.8.: Wetterdaten für Spektren mit, und ohne spektrale Features

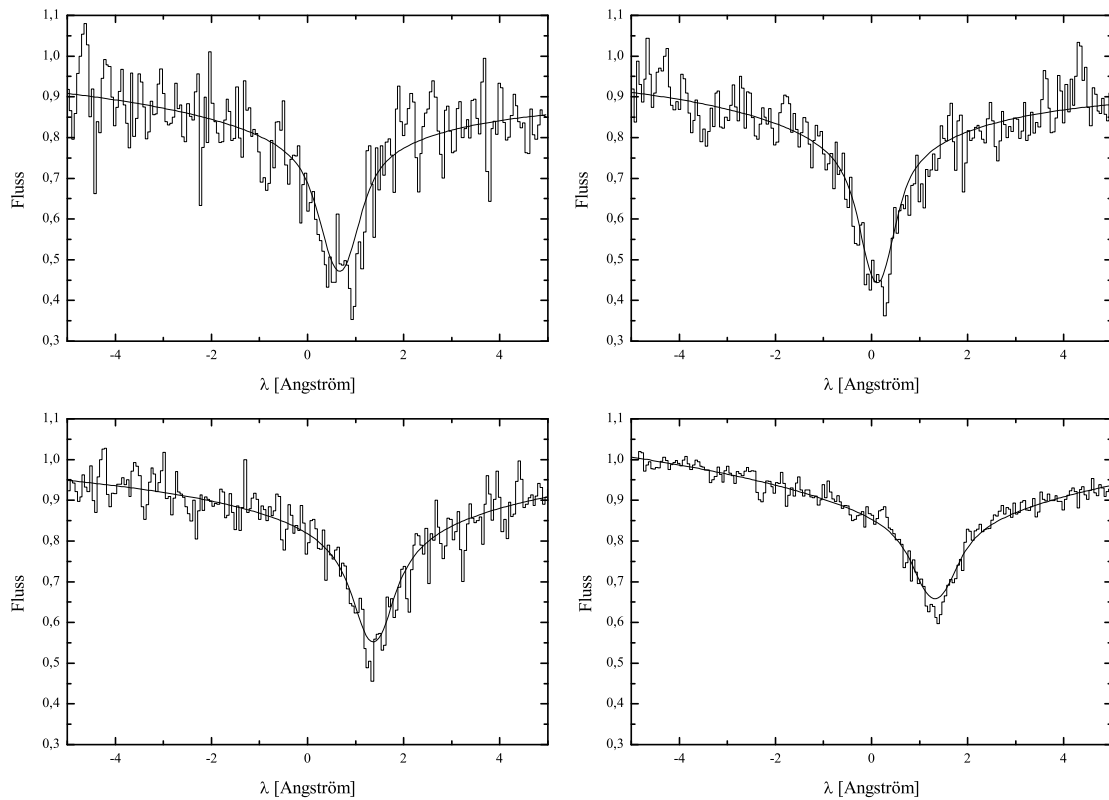


Abbildung 4.12.: Einige Beispiele für Spektren mit auffälligen spektralen Features

Anders als bei obigem Vergleich zeigen sich hier deutliche Unterschiede bei Luftfeuchtigkeit, Bewölkung und Seeing. Die drei Werte liegen bei den guten Spektren wesentlich niedriger als bei den auffälligen. Fehlerfreie Spektren zeichnen sich also durch eine während ihrer Aufnahme herrschende unterdurchschnittliche Luftfeuchtigkeit, eine geringere Bewölkung, und besonders gute Seeing-Bedingungen aus. Da tellurische Linien durch Wasserdampf in der Atmosphäre entstehen, ist insbesondere der Unterschied in der Luftfeuchtigkeit und der Bewölkung ein Hinweis darauf, dass es sich bei den spektralen Auffälligkeiten tatsächlich um tellurische Linien handeln könnte.

Das ESO-Archiv bietet die Möglichkeit Durchschnittswerte einiger Größen im jahreszeitlichen Verlauf zu studieren. Insbesondere gibt es eine Übersicht, in der für jeden Monat der letzten Jahre die durchschnittliche Luftfeuchtigkeit auf dem Cerro Paranal angegeben ist. Die über die Jahre gemittelten Werte sind in Tabelle 4.9 wiedergegeben. Wie man sieht, gibt es nur ca. vier Monate im Jahr, in denen eine Luftfeuchtigkeit herrscht, die mit der der guten Spektren vergleichbar ist. Mit diesem Wissen wundert es nicht, dass solche Spektren eher selten zu finden sind, und die Spektren mit den Auffälligkeiten den Normalfall darstellen.

Auch wenn diese Zusammenhänge sehr schlüssig sind, ergibt sich ein etwas differenzierteres Bild, wenn man einige Einzelfälle betrachtet. So gibt es einige Spektren, die trotz sehr hoher Luftfeuchtigkeitswerte während ihrer Aufnahme keine besonderen Merkmale zeigen. Andererseits gibt es auffällige Spektren, bei deren Aufnahme eine sehr niedrige Luftfeuchtigkeit herrschte. Insbesondere findet

Monat	Luftfeuchtigkeit in %	Monat	Luftfeuchtigkeit
Januar	25	Juli	15
Februar	30	August	10
März	40	September	10
April	25	Oktober	8
Mai	20	November	8
Juni	15	Dezember	12

Tabelle 4.9.: Durchschnittliche Luftfeuchtigkeit der letzten Jahre auf dem Cerro Paranal, aufgeschlüsselt nach den einzelnen Monaten

sich in den untersuchten Daten keine direkte Proportionalität zwischen der Anzahl und Ausprägung der spektralen Feature, und der während der Aufnahme herrschenden Luftfeuchtigkeit.

Eine weitere Möglichkeit diesen Sachverhalt zu beleuchten, liefert ein Vergleich mit einer von Ralf Napiwotzki vor einigen Jahren gemachten Untersuchung zu tellurischen Linien in SPY-Spektren. Dazu wurde damals bei allen Spektren, die vermutlich mit tellurischen Linien kontaminiert sind, der jeweils beste Fit des Sternspektrums abgezogen, und die so hergestellten Differenzspektren wurden aufaddiert. Das Ergebnis dieser Arbeit ist das in Abbildung 4.13 gezeigte Template. Wie man sieht, finden sich im Bereich der H_α -Linie einige tellurische Linien. Diese sind allerdings recht schwach, und müssten damit eigentlich im Rauschen der hier betrachteten Spektren nahezu untergehen. Ebenfalls auffällig ist, dass für das Template nur ca. 70 der etwa 2000 SPY-Spektren verwendet wurden, während in dieser Arbeit deutlich mehr Spektren als auffällig eingestuft wurden.

Im nächsten Schritt wurde nun untersucht, ob sich die Linien des Templates in den hier betrachteten Spektren überhaupt wiederfinden. Dazu wurden konsequent alle Spektren gesucht, bei denen wenigstens eine Vertiefung mit einer Linie des Templates übereinstimmt. Letztlich ist das aber nur bei einem Bruchteil aller auffälligen Spektren der Fall. Zudem sind meistens gerade die Linien im

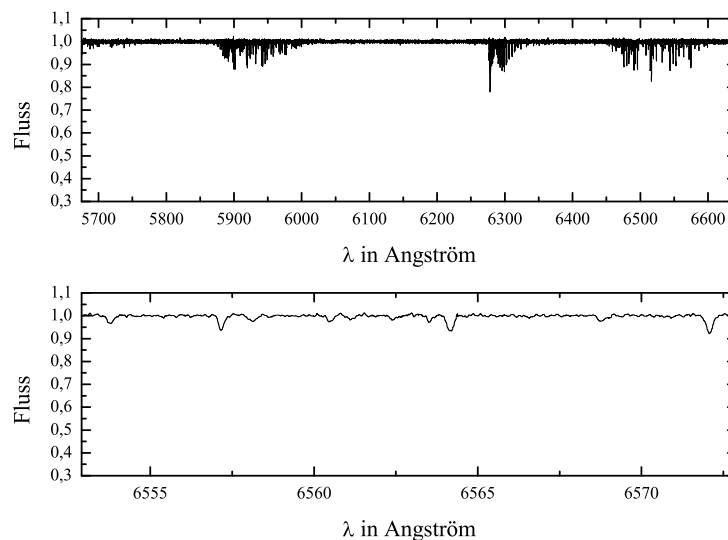


Abbildung 4.13.: Tellurische Linien in Spektren des SPY-Survey

Spektrum enthalten, die in den Kern der H_α -Linie fallen. Häufig ist die Linie bei $6563,6 \text{ \AA}$ enthalten, während die im Template direkt benachbarte Linie bei $6564,2 \text{ \AA}$ praktisch nie identifiziert werden konnte.

Nach dieser Untersuchung bleiben also ebenfalls einige Fragen offen. Zwar ist eindeutig, dass die besonders guten Spektren während sehr guter Beobachtungsbedingungen aufgenommen wurden. Ob es sich aber bei den Vertiefungen um tellurische Linien handelt, konnte nicht eindeutig festgestellt werden. Aus den geschilderten Beobachtungen lässt sich eher der Schluss ziehen, dass es sich bei den meisten Auffälligkeiten vermutlich schlicht um einen Effekt des Rauschens handelt. Wahrscheinlich sind nur wenige Features tatsächlich auf tellurische Linien zurückzuführen.

4.4. Auswertung

Die endgültige Auswertung der verbliebenen Sterne geschah mit Hilfe einer χ^2 -Minimierung. Zwar liefert diese Methode objektivere Fehlerwerte als die eher subjektive Vorstudie, bleibt aber auch wenig transparent, da man die Bestimmung der Fehler allein dem Computer überlässt. Im Vergleich zur Vorstudie kann die χ^2 -Methode insbesondere keine Erklärung für die erhaltenen Werte liefern. Trotzdem überwiegt der Vorteil, dass man einen genauen Wert für den 1-, 2-, und 3σ -Fehler erhält. Denn dadurch lassen sich die Ergebnisse wesentlich besser mit älteren Arbeiten vergleichen. Außerdem kann die Vorstudie auch bei diesem Vorgehen zur Interpretation der Ergebnisse hinzugezogen werden.

Abweichend von der Methode der Vorstudie wurde nun also für jeden Stern eine klassische χ^2 -Analyse durchgeführt. Ob ein Stern detektierbar rotiert, oder nur Obergrenzen für seine projizierte Rotationsgeschwindigkeit angegeben werden können, wird jetzt also allein durch die χ^2 -Analyse bestimmt.

Die χ^2 -Minimierung wäre aber in der verbliebenen Zeit ohne eine gewisse Automation nicht durchführbar gewesen. Es war aber leicht möglich, das für das Fitten der Spektren verwendete Programm so umzuschreiben, dass mit ihm die Auswertung der Sterne sehr schnell durchgeführt werden konnte. Es wurde dazu so geändert, dass zu den Spektren auch die zu fittende projizierte Rotationsgeschwindigkeit angegeben werden konnte. Zur Analyse eines Sterns wurde dann einfach mehrmals das Spektrum des Sterns eingetragen, wobei bei jedem Eintrag die projizierte Rotationsgeschwindigkeit um $1 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ erhöht wurde. Als Ergebnis erhält man dann für jeden untersuchten Stern eine Datei, in der die gefitteten Geschwindigkeiten mit den dazugehörigen χ^2 -Werten aufgelistet sind.

Zur Bestimmung des statistischen Fehlers wurde dann zunächst die Geschwindigkeit mit dem kleinsten χ^2 gesucht. Anschließend wurden die Geschwindigkeiten gesucht, deren χ^2 je nach σ -Level um 1, 4 oder 9 höher liegt. Auf eine Interpolation ist aber wegen der ausreichend klein gewählten Schrittweite verzichtet worden. Stattdessen wurde bei der Bestimmung der Fehlerobergrenzen auf die nächst-größere Geschwindigkeit aufgerundet, bei der Bestimmung der Untergrenzen auf die nächst-kleinere abgerundet.

Für alle 3σ -detektierbaren Sterne wurde anschließend, genauso wie beim Vorgehen in der Vorstudie, eine Analyse des systematischen Fehlers durchgeführt. Das heißt, mit dem jeweiligen Originalspektrum wurde, wie im Kapitel 4.2.3 beschrieben, die Variation von T_{eff} und $\log g$ untersucht.

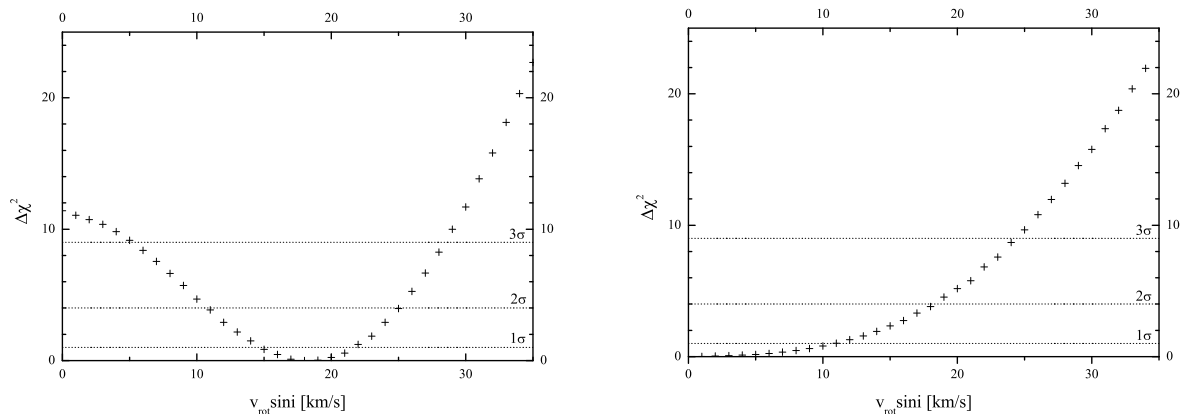


Abbildung 4.14.: Veranschaulichung der χ^2 -Analyse am Beispiel von WD 0011+000 (links) und WD 0013-241 (rechts)

Da pro Stern meist noch mehrere Spektren zur Verfügung standen, mussten gewisse Kriterien festgelegt werden, nach denen eines davon zur Auswertung ausgewählt wird. Es wurde schließlich festgelegt, dass der Fitqualität eine höhere Bedeutung eingeräumt wird, als dem S/N-Verhältnis. Es ist also pro Stern jeweils das Spektrum ausgewählt worden, das den visuell überzeugendsten Fit aufwies. Insbesondere wurde auf die Verwendung des koaddierten Spektrums verzichtet, wenn eines der Einzelspektren besser gefittet wurde. Außerdem ist stets die H_α -Linie zur Auswertung bevorzugt worden, weil sie im Allgemeinen die kleineren statistischen Fehler liefert. Auf H_β wurde nur zurückgegriffen, wenn sich darunter ein deutlich besseres Spektrum befand, bzw. wenn unter H_α überhaupt kein brauchbares Spektrum zu finden war.

Zu Beachten gab es noch zwei Problemfälle. Zum einen sind das die Sterne, bei denen die aus H_α und H_β bestimmten Rotationsgeschwindigkeiten stark differieren. Für solche Sterne musste entschieden werden, wie in diesem Fall die Auswertung vorzunehmen ist. Es wurde festgelegt, dass auch bei solchen Sternen H_α bevorzugt wird. Auf eine Auswertung wurde aber verzichtet, wenn die Rotationsgeschwindigkeiten aus H_α und H_β nicht wenigstens mit ihren 3σ -Fehlern überlappen. Für den Fall, dass H_β zur Auswertung herangezogen wird, ist festgelegt worden, dass dann schon die 1σ -Intervalle überlappen müssen. Durch dieses Kriterium wurde zwar die Auswertung von H_β benachteiligt, aber dabei handelt es sich auch um die weniger vertrauenswürdige Linie. Es sollte damit vermieden werden, dass unter Umständen falsche Rotationsgeschwindigkeiten ins Endergebnis gelangen. Für die Sterne, bei denen laut Vorstudie nur H_β zur Auswertung geeignet ist, oder bei denen aus anderen Gründen auf H_β zurückgegriffen wurde, ist trotzdem wenigstens eines der Spektren in H_α untersucht worden. Mit obiger Methode wurde dann überprüft, ob die aus H_β erhaltene Geschwindigkeit vertrauenswürdig ist. Falls nicht, ist auf eine Auswertung des Sterns verzichtet worden. Auf diese Weise wurden einige vermeintlich schnell rotierende Sterne aussortiert, die zwar in H_β eine sehr hohe Rotation zeigen, in H_α jedoch deutlich weniger oder nahezu gar keine.

Ein weiteres Problem betraf Spektren, die offensichtlich mit einer nicht ganz passenden Rotationsgeschwindigkeit gefittet wurden, bei denen die visuell passendere Geschwindigkeit jedoch nicht stark von dem gefitteten Wert abwich. Solche Spektren wurden verwendet, wenn die visuell überzeugendere Geschwindigkeit im 1σ -Intervall der gefitteten Geschwindigkeit lag. Andernfalls wurde das Spektrum verworfen. Letztlich wurden aber durch alle diese Kriterien nur ca. zehn Spektren von der Auswertung ausgenommen.

5. Vergleich mit Karl et al.

Wie oben bereits erwähnt, ermöglicht es der modifizierte Ansatz zur Auswertung der Spektren, die Ergebnisse dieser Arbeit besser mit älteren Arbeiten vergleichen zu können. Im Folgenden ging es jedoch nicht darum, bereits veröffentlichte Ergebnisse zu bestätigen. Stattdessen sollte viel mehr überprüft werden, inwieweit die in dieser Arbeit gewählte Auswertungsmethode ältere Ergebnisse reproduzieren kann. Dazu wurden bereits untersuchte Spektren des Keck I-Teleskops auf Hawaii nochmals ausgewertet, und zwar genauso, wie die SPY-Spektren in dieser Arbeit.

Die ursprüngliche Auswertung der Keck-Spektren geschah im Zeitraum 1999/2000 im Rahmen einer an der Dr. Karl Remeis-Sternwarte durchgeführten Diplomarbeit von Christian Anton Karl (siehe [7]). Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden im Jahr 2005 in [10] veröffentlicht. Verglichen mit der ursprünglichen Diplomarbeit sind dort jedoch einige Änderungen und Korrekturen enthalten. Zum Beispiel enthält der Artikel bei drei Sternen andere Ergebnisse, die auf einer Analyse mit aktuelleren Parameterwerten basieren. Deshalb wurden zum Vergleich der Ergebnisse die Angaben in [10] verwendet.

Die Auswertung der Keck-Daten unterscheidet sich in drei Punkten grundsätzlich von der Auswertung des SPY-Samples. Zum einen ist eine Koaddition hier nicht möglich, da von jedem Stern nur ein einziges Spektrum vorhanden ist. Andererseits beschränkt sich die Untersuchung in Anlehnung an [7] auf die H_α -Linie, obwohl die Beobachtungen eigentlich einen größeren spektralen Bereich abdecken. Schließlich wurde bei den Aufnahmen ein 1" breiter Spalt verwendet, was einer Auflösung von 45000 entspricht. Da mit einem so engen Spalt gearbeitet wurde, ist die Auflösung unabhängig vom Seeing.

Auch C.A. Karl hat in seiner Diplomarbeit eine χ^2 -Analyse der einzelnen Spektren durchgeführt. Sie unterscheidet sich jedoch im Detail etwas von der in dieser Arbeit gewählten Herangehensweise. Zum einen wurden dort alle Spektren untersucht, unabhängig von ihrem S/N-Verhältnis. Erst danach wurden die Spektren identifiziert, bei denen keine vernünftige Auswertung möglich ist. Zum anderen ist die χ^2 -Analyse pro Stern für verschiedene Parameterkombinationen durchgeführt worden. T_{eff} , $\log g$, und die Radialgeschwindigkeit wurden, ähnlich wie in dieser Arbeit bei der Bestimmung des systematischen Fehlers, innerhalb ihrer Grenzen variiert, und für jede neue Parameterkombination wurde eine χ^2 -Analyse durchgeführt. Allerdings sind nicht alle möglichen Kombinationen untersucht worden. Das Ablesen der Fehlergrenzen geschah dann an den beiden χ^2 -Analysen, welche die Ober-, bzw. Untergrenze maximieren. Auch bei den Sternen, die innerhalb des Detektionslimits eine mit Null verträgliche Rotationsgeschwindigkeit aufweisen, gibt es Unterschiede. In dieser Arbeit wurden solche Objekte genauso behandelt wie alle anderen Sterne. Die Fehlerobergrenze wurde ausgehend vom χ^2 der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit bestimmt, welche durchaus von Null verschieden sein kann. In der Arbeit von C.A. Karl wurde jedoch in solchen Fällen die Obergrenze stets ausgehend vom χ^2 -Wert von $0 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ bestimmt.

In dieser Arbeit sind die Keck-Spektren so behandelt worden, wie letztlich auch die SPY-Spektren untersucht wurden. Im Einzelnen wurden dabei also folgende Schritte durchgeführt:

1. Bestimmen des S/N-Verhältnisses und Aussortieren der laut Vorstudie zur Auswertung nicht geeigneten Spektren
2. Fitten der verbleibenden Spektren und Aussortieren der schlecht gefitteten Spektren
3. Durchführen der χ^2 -Analyse
4. Bestimmen des statistischen Fehlers
5. Bestimmen des systematischen Fehlers für alle 3σ -detektierbaren Spektren

Die Ergebnisse aus [10], sowie die Ergebnisse dieser Arbeit, sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Aus der Gegenüberstellung lassen sich nun zahlreiche interessante Schlüsse ziehen.

Als erstes ist es interessant zu betrachten, welche Spektren jeweils als nicht auswertbar eingestuft wurden. Karl hat zwei Spektren nicht ausgewertet, da aus der χ^2 -Analyse aufgrund des starken Rauschens keine eindeutigen Fehlerwerte bestimmt werden können. Durch die Vorauswahl der Vorstudie werden dagegen fünf Spektren als nicht zur Auswertung geeignet klassifiziert (in der Tabelle durch „aussortiert“ markiert). Darunter sind auch die beiden Spektren, die tatsächlich nicht ausgewertet werden können. Andererseits erhält man aus den anderen drei Spektren durchaus vernünftige Ergebnisse (siehe Tabelle 5.1). Allerdings sind die Spektren stark verrauscht und liefern nur hohe Obergrenzen, bzw. im Fall der Detektion sehr große Fehler. Durch die Vorauswahl der Vorstudie werden also nicht auswertbare Spektren recht sicher aussortiert. Es kann aber nicht ausgeschlossen werden, dass auch Spektren verloren gehen, die eigentlich ausgewertet werden können. Es ist aber zu erwarten, dass solche Spektren ohnehin nur recht hohe Obergrenzen bzw. Fehler liefern würden.

Den nächsten interessanten Punkt bilden die Spektren, die wegen eines schlechten Fits nicht ausgewertet werden können. Karl identifiziert drei Spektren bei denen das der Fall ist. Dabei handelt es sich um Fits mit einem reduzierten χ^2 von über 2, bei denen der Kern deutlich verfehlt wird. Bei der hier verwendeten Herangehensweise wurden insgesamt acht Spektren wegen eines nicht passenden Fits von der Auswertung ausgenommen. Darunter befinden sich natürlich die drei Spektren, die auch Karl nicht ausgewertet hat. Bei den zusätzlich aussortierten Spektren handelt es sich um Fits mit einem reduzierten χ^2 im Bereich von 1,1 bis 1,3, bei denen lediglich der NLTE-Kerne etwas zu tief, oder nicht tief genug gefittet wird. In diese Kategorie gehört auch G 117-B5B mit einem reduzierten χ^2 von 1,3634. Dabei handelt es sich um einen ZZ Ceti-Stern, für den auch in [10] auf einen mäßigen Fit hingewiesen wird. Die anderen Sterne mit ebenso ungünstig gefitteten Kernen, und einem ähnlichen reduzierten χ^2 , sind in [10] jedoch nicht explizit benannt.

Als drittes können noch die erhaltenen Ergebnisse verglichen werden. Da beide Arbeiten mit demselben Modellgitter gemacht wurden, sollten sich die gefundenen projizierten Rotationsgeschwindigkeiten eigentlich nicht unterscheiden. Allerdings gibt es dennoch kleine Unterschiede, weil bei Karl die Fitbreite $\pm 20 \text{ \AA}$ beträgt. Teilweise deutlich Abweichungen zeigen sich bei den gefundenen Fehlerwerten. Hier macht sich der Effekt bemerkbar, dass Karl pro Stern mehrere χ^2 -Analysen gemacht hat, und zum Ablesen der Fehler stets die beiden ausgewählt hat, welche die Fehler maximieren. Deshalb erhält er meist größere statistische Fehler. Man sieht aber an den Ergebnissen bei G 156-64, LP 313-16, LP 375-51, und LP 70-172, dass der systematische Fehler erwartungsgemäß umso größer ausfällt, je größer der Unterschied bei den statistischen Fehlern ist.

Das ist aber nicht der einzige Grund, warum die Fehlerangaben nicht immer übereinstimmen. Durch die verschieden gewählten Fitbreiten können sich Unterschiede im Verhalten des χ^2 ergeben, was

Name	$v_{\text{rot}} \sin i$ [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$] ([10])	$v_{\text{rot}} \sin i$ /system. F. [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$] (diese Arbeit)
G 116-16	schlecht gefittet	schlecht gefittet (23, red. $\chi^2 = 2,7500$)
G 117-B15A	36^{+23}_{-17} (ZZ Ceti, schlechter Fit)	schlecht gefittet (37, red. $\chi^2 = 1,3634$)
G 154-B5B	28^{+8}_{-9}	schlecht gefittet (27, red. $\chi^2 = 1,2100$)
G 156-64	36^{+27}_{-17}	37^{+15}_{-12} / 3,4
G 158-78	nicht auswertbar	aussortiert
G 172-4	27^{+14}_{-12}	schlecht gefittet (26, red. $\chi^2 = 1,1824$)
G 181-B5B	23^{+9}_{-10}	schlecht gefittet (23, red. $\chi^2 = 1,1752$)
G 216-B14B	< 42	< 31
G 255-B18A	< 62	32^{+18}_{-22} / 1,0
G 86-B1B	< 17	< 19
G 94-B5B	< 20	< 19
GD 295B	< 26	< 24
LB 390	66^{+46}_{-59}	aussortiert
LP 135-154	< 19	< 17
LP 163-121	< 53	aussortiert
LP 216-74	< 53	aussortiert
LP 25-436	schlecht gefittet	schlecht gefittet (23, red. $\chi^2 = 2,5143$)
LP 313-16	41^{+15}_{-13}	43^{+9}_{-10} / 0,6
LP 375-51	24^{+19}_{-15}	24^{+15}_{-15} / 0,9
LP 591-117	24^{+10}_{-12}	schlecht gefittet (18, red. $\chi^2 = 1,2295$)
LP 600-42	schlecht gefittet	schlecht gefittet (28, red. $\chi^2 = 2,2622$)
LP 70-172	72^{+27}_{-23}	69^{+19}_{-17} / 2,5
LP 895-41	nicht auswertbar	aussortiert
Wolf 672 A	< 15	< 15

Tabelle 5.1.: Ergebnisse der Untersuchung der Keck-Spektren mit der Methode von C.A. Karl, und mit der in dieser Arbeit verwendeten Herangehensweise. Angegeben ist der 3σ -Fehler. Im Falle eines schlechten Fits ist der formale Wert für die projizierte Rotationsgeschwindigkeit zusammen mit dem zugehörigen reduzierten χ^2 in Klammern angegeben.

sich wiederum auf die erhaltenen Fehler auswirken kann. Dadurch können die oben beschriebenen Unterschiede, die sich aufgrund der verschiedenen χ^2 -Analysen ergeben, noch verstärkt werden, aber auch teilweise aufgehoben werden. Interessant ist in diesem Zusammenhang das Spektrum von G 255-B18A. Während Karl auf dem 3σ -Level nur eine Obergrenze für die Rotationsgeschwindigkeit liefern kann, wird in dieser Arbeit eine Detektion gefunden. Das ist darauf zurückzuführen, dass das χ^2 bei ihm langsamer ansteigt, und er deshalb im Unterschied zu dieser Arbeit keine Detektion erhält (siehe Abbildung 5.1). Im Fall von G 86-B1B zeigt sich gerade der umgekehrte Effekt. Bei diesem Stern steigt das χ^2 bei Karl deutlich schneller an. Deshalb erhält er hier eine kleinere Fehlerobergrenze.

Schließlich können noch die Sterne verglichen werden, für die nur eine Fehlerobergrenze gefunden wird. Die Ergebnisse unterscheiden sich meist nur minimal, wobei hier ebenfalls die oben genannten Effekte für die Unterschiede verantwortlich sind. Eine deutliche Diskrepanz zeigt sich jedoch bei G 216-B14B. Hier kommt hinzu, dass dieser Stern eine wahrscheinlichste Geschwindigkeit aufweist, die deutlich von Null verschieden ist, allerdings auf dem 3σ -Level auch nicht detektiert werden kann.

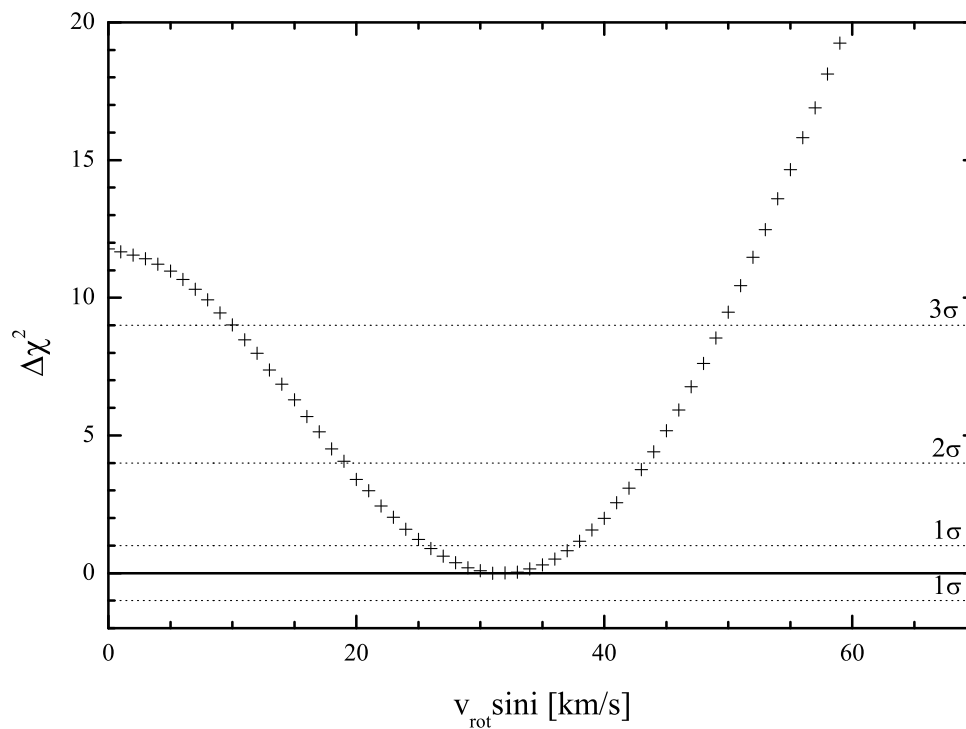
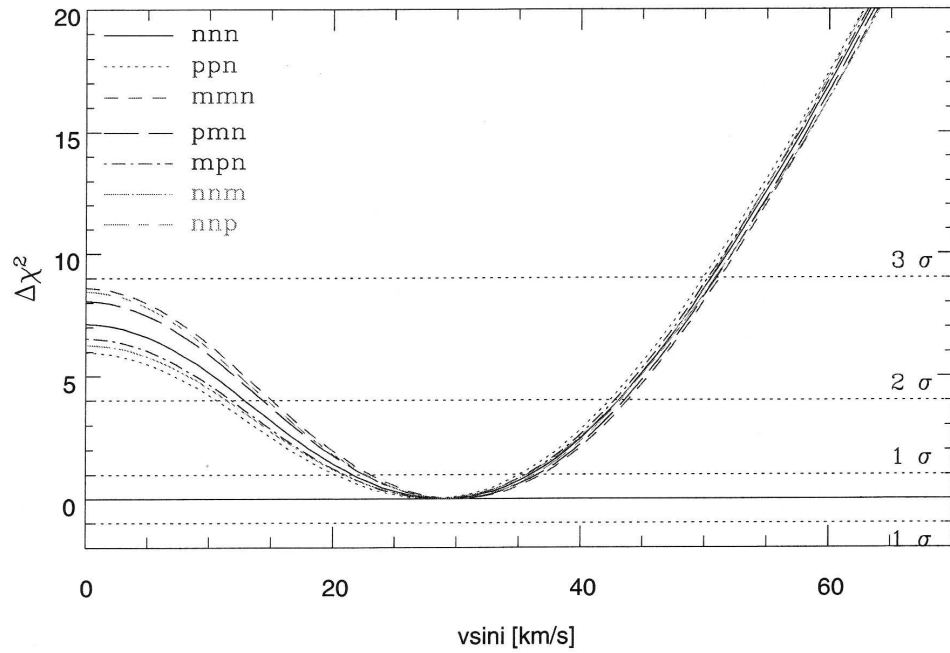


Abbildung 5.1.: *links*: Veranschaulichung der χ^2 -Analysen von Karl für den Stern G 255-B18A (aus [7]). Links oben ist angegeben, ob bei den verschiedenen Analysen T_{eff} , $\log g$ und die Radialgeschwindigkeit um ihre Fehler erhöht (m), erniedrigt (n), oder unverändert gelassen wurden (n). Karl erhält bei diesem Stern keine 3σ -Detektion. *rechts*: Veranschaulichung der χ^2 -Analyse dieser Arbeit für denselben Stern. Im Vergleich zu Karl wird hier eine 3σ -Detektion erhalten, da das χ^2 deutlich schneller ansteigt.

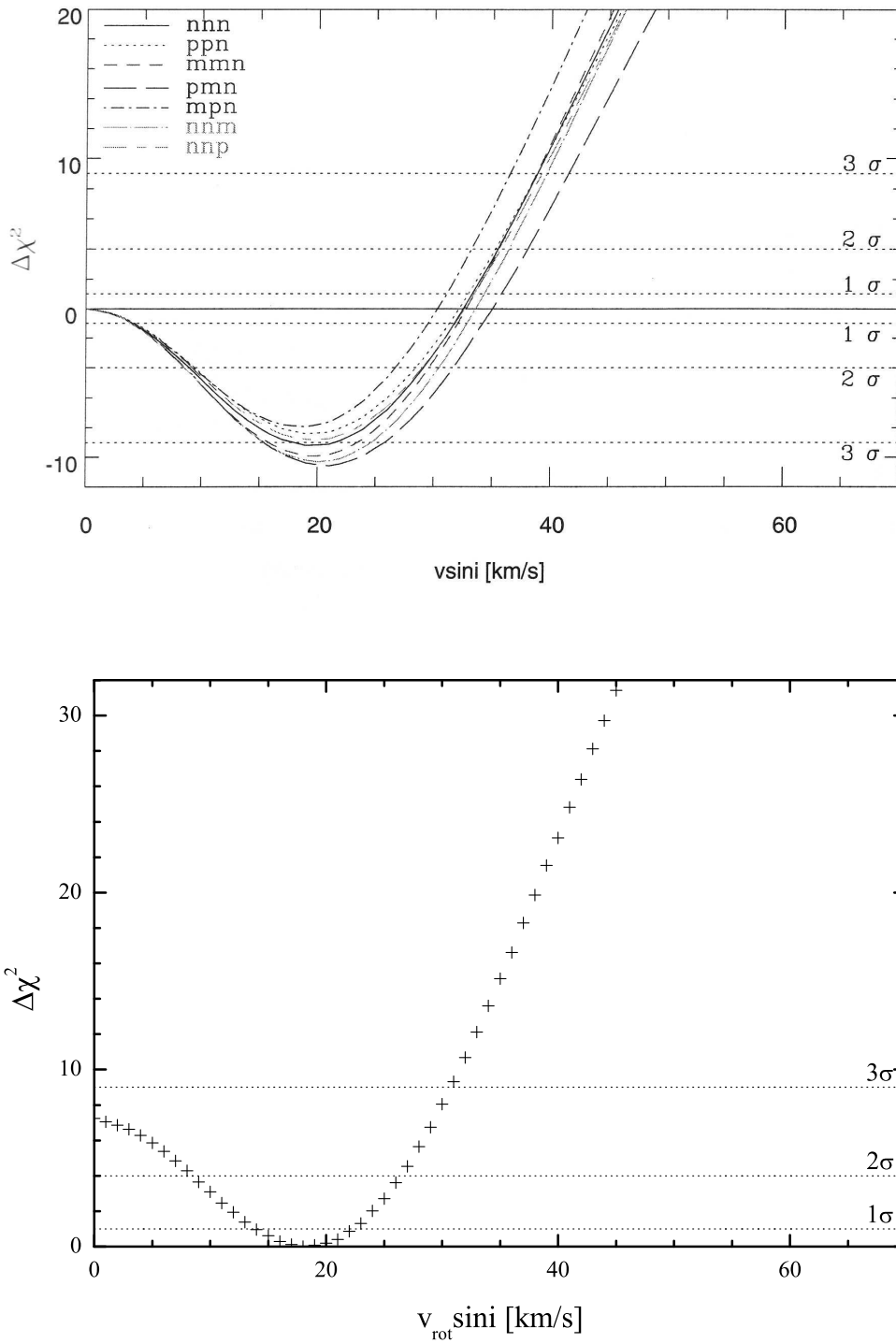


Abbildung 5.2.: *links*: Veranschaulichung der χ^2 -Analysen von Karl für den Stern G 216-B14B (aus [7]). Das $\Delta\chi^2$ ist zur Bestimmung der Fehlerobergrenze auf den χ^2 -Wert von $0 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ bezogen. *rechts*: Veranschaulichung der χ^2 -Analyse dieser Arbeit für denselben Stern. Das $\Delta\chi^2$ ist auf den χ^2 -Wert der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit bezogen. Die Fehlerobergrenze ist deshalb kleiner als bei Karl.

Da Karl in diesem Fall die Obergrenze ausgehend vom χ^2 von $0 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ bestimmt, erhält er für den Stern eine deutlich größere Obergrenze (siehe Abbildung 5.2).

Unter den Sternen des Keck-Samples befinden sich drei Objekte, die auch im Rahmen der SPY-Analyse ausgewertet werden konnten. Die Tabelle 5.2 stellt die jeweils in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse gegenüber. Wie man sieht, liegen die gefundenen Werte recht nahe beieinander. Bei den beiden Sternen, die nicht detektierbar sind, liefern die SPY-Spektren die etwas größeren Grenzen. Das lässt sich vermutlich auf die etwas kleineren S/N-Verhältnisse zurückführen.

Namen	S/N (Keck)	Ergebnis (Keck)	S/N (SPY)	Ergebnis (SPY)
G 94-B5B/WD 0220+222	14	$< 19 \frac{\text{km}}{\text{s}}$	11	$< 25 \frac{\text{km}}{\text{s}}$
LP 375-51/WD 1147+255	16	$24^{+15}_{-15} \frac{\text{km}}{\text{s}} / 0,9 \frac{\text{km}}{\text{s}}$	18	$32^{+15}_{-13} \frac{\text{km}}{\text{s}} / 0,4 \frac{\text{km}}{\text{s}}$
Wolf 672 A/WD 1716+020	36	$< 15 \frac{\text{km}}{\text{s}}$	22	$< 20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$

Tabelle 5.2.: Vergleich der sowohl im Keck-, als auch im SPY-Sample ausgewerteten Spektren. Angegeben ist der 3σ -Fehler, und bei einer Detektion zusätzlich der systematische Fehler.

Schließlich wurden auch noch ältere Arbeiten zum Vergleich von Ergebnissen herangezogen. Dazu wurden die Arbeiten von Heber et al. ([9]) und Koester et al. ([12]) nach Objekten durchsucht, die auch im SPY-Sample ausgewertet worden sind. Die in den beiden Arbeiten gefundenen Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 mit den in dieser Arbeit erhaltenen Werten verglichen. Angegeben ist hier der 1σ -Fehler, da in [12] der 3σ -Fehler nicht bestimmt wurde. Wie man sieht, zeigt sich bei fast allen Objekten eine recht gute Übereinstimmung. Bei WD 1422+095 ergibt sich eine deutliche Diskrepanz, die aber vermutlich damit zusammenhängt, dass es sich dabei um einen ZZ Ceti-Stern handelt. Die unterschiedlichen Ergebnisse bei WD 1911+135 lassen sich wiederum darauf zurückführen, dass Heber et al. ein deutlich besseres Spektrum zur Verfügung hatten.

Name	Literatur [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]	diese Arbeit [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]	Quelle	Bemerkung
WD 0047-524	< 12	< 11	[12]	
WD 0310-688	< 4	< 9	[12]	
WD 0352+096	< 13	< 9	[9]	
WD 0421+162	< 8	< 12	[9]	
WD 0425+168	< 18	< 18	[9]	
WD 1422+095	29 ± 7	47^{+8}_{-7}	[12]	ZZ Ceti
WD 1531-022	50 ± 6	45^{+4}_{-5}	[12]	vmtl. magnetisch ([12])
WD 1615-154	< 13	< 20	[12]	
WD 1911+135	< 2	< 21	[9]	S/N (SPY) kleiner
WD 1919+145	< 6	9^{+4}_{-5}	[12]	
WD 1943+163	16 ± 8	< 15	[12]	
WD 2007-303	< 7	< 6	[12]	
WD 2014-575	< 14	< 11	[12]	
WD 2039-202	10 ± 5	12^{+4}_{-5}	[12]	
WD 2039-682	78 ± 6	80^{+3}_{-3}	[12]	vmtl. magnetisch ([12])
WD 2149+021	16 ± 5	< 6	[12]	

Tabelle 5.3.: Ergebnisse von bereits früher untersuchten Sternen des SPY-Samples, verglichen mit den in dieser Arbeit gefundenen Werten. Angegeben ist der 1σ -Fehler.

6. Ergebnisse

Bevor die Ergebnisse der Auswertung genauer betrachtet werden, ist es natürlich interessant zu überprüfen, ob sie überhaupt mit der Vorstudie konsistent sind. Dazu wurde untersucht, ob die Sterne die laut Vorstudie eine messbare projizierte Rotationsgeschwindigkeit aufweisen, auch nach der χ^2 -Analyse eine detektierbare Geschwindigkeit haben. Die folgende Tabelle 6.1 zeigt dazu eine Übersicht, in der alle 242 ausgewerteten Sterne eingeflossen sind. In der linken Spalte sind die Sterne eingetragen, die laut Vorstudie eine messbare Rotationsgeschwindigkeit aufweisen, und zwar aufgeschlüsselt nach ihrem Detektionslevel in der χ^2 -Analyse. In der rechten Spalte sind nach demselben Schema die Sterne eingetragen, die laut Vorstudie eine nicht messbare Geschwindigkeit aufweisen. Wie man sieht, gelingt es mit der Vorstudie hervorragend, die nach der χ^2 -Analyse detektierbaren Sterne von den nicht-detektierbaren zu trennen. Das zeigt also, dass auch die Vorstudie zur Einschätzung der Spektren sehr gute Dienste leistet.

	laut Vorstudie			
	messbar		nicht messbar	
3 σ -Detektion	29	58%	1	0,5%
2 σ -Detektion	12	24%	6	3,0%
1 σ -Detektion	7	14%	29	15,0%
keine Detektion	2	4%	156	81,5%
Gesamt	50	100%	192	100%

Tabelle 6.1.: Verteilung der verschiedenen Detektionen der χ^2 -Analyse auf die Sterne mit laut Vorstudie messbarer, bzw. nicht messbarer projizierter Rotationsgeschwindigkeit

Unter den 242 ausgewerteten Weißen Zwergen sind insgesamt sechs ZZ Ceti-Sterne (HE 1429-0343, WD 1126-222, WD 1149+057, WD 1422+095, WD 1959+059, WD 2347+128). Sie wurden erwartungsgemäß mit einer eher hohen projizierten Rotationsgeschwindigkeit gefittet. Wie schon in Kapitel 2.3 erwähnt, erhält man bei diesen Sternen oft eine scheinbar hohe projizierte Rotationsgeschwindigkeit, obwohl die Linienverbreiterung nicht auf Rotation, sondern auf Pulsationen der Sternoberfläche zurückzuführen ist. Weiterhin konnten drei „single-lined DD’s“ erfolgreich untersucht werden (WD 1013-010, WD 1022+050, WD 2032+188). Auch für ein Objekt, das in [2] als „double-lined DD“ klassifiziert ist (WD 1241-010), wurde eine projizierte Rotationsgeschwindigkeit bestimmt. Allerdings zeigen die beiden Spektren dieses Objekts gar keine doppelten Linien. Wahrscheinlich handelt sich in [2] um einen Schreibfehler, und es ist eigentlich „single-lined DD“ gemeint. Die genauen Ergebnisse aller ausgewerteten Spektren sind im Anhang A in einer Tabelle zusammengestellt.

Neben den oben diskutierten ZZ Ceti-Sternen haben drei weitere Sterne eine auffällig hohe projizierte Rotationsgeschwindigkeit (HE 0205-2945, WD 2039-682, WD 2351-368). Für WD 2039-682 ($v_{\text{rot}} \sin i = 80^{+3}_{-3} \frac{\text{km}}{\text{s}}$, 1 σ -Limit) wurden bereits in einigen früheren Arbeiten Ergebnisse publiziert. Koester et al. ([12]) erhielten ein sehr ähnliches Ergebnis (siehe Tabelle 5.3). Die Autoren vermuten aber, dass es sich dabei um ein magnetisches Objekt handeln könnte. Die Verbreiterung der

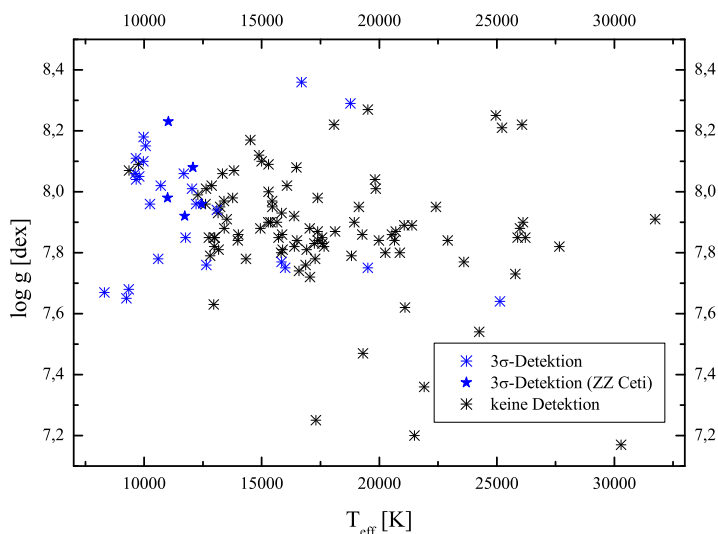


Abbildung 6.1.: Verteilung der Sterne ohne Detektion, und mit 3σ -Detektion. ZZ Ceti-Sterne sind gesondert gekennzeichnet.

Spektrallinien käme dann durch die Zeeman-Aufspaltung zustande, und die projizierte Rotationsgeschwindigkeit würde dementsprechend überschätzt werden. In [13] wird ebenfalls ein ähnlicher Wert von $82 \pm 5 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ angegeben. Auffällig ist bei diesem Stern auch seine hohe Masse von $0,818 M_{\odot}$. Zu den beiden anderen Sternen sind keine älteren Ergebnisse bekannt. Sie zeichnen sich auch nicht durch besondere Eigenschaften aus.

Neben diesen Einzelergebnissen sind natürlich systematische Zusammenhänge besonders interessant. In Karl et al. ([10]) kommen die Autoren zu dem Schluss, dass in dem von ihnen betrachteten Sample fast Sterne mit einer niedrigen Effektivtemperatur ($< 17000 \text{ K}$) Anzeichen für Rotation zeigen. Dabei wurden die eigenen Daten, sowie die Ergebnisse der Arbeiten von Heber et al. ([9]) und Koester et al. ([8]) zusammen betrachtet. Sterne, die wenigstens eine 3σ -Detektion aufweisen, bzw. mit wenigstens $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ rotieren, sind in diesem Sample ausschließlich bei Temperaturen unter 17000 K zu finden. Bei höheren Temperaturen werden dagegen keine Anzeichen für Rotation gefunden.

Mit den Resultaten dieser Arbeit ist es möglich, diesen Zusammenhang einerseits zu erhärten, andererseits aber auch eine Erklärung dafür zu finden. Die Abbildungen 6.1 und 6.2 zeigen die in dieser Arbeit gewonnene Verteilung der verschiedenen Detektionen im T_{eff} - $\log g$ -Diagramm. Der Übersichtlichkeit halber sind nicht alle Ergebnisse in ein einzelnes Diagramm gezeichnet worden. Auch hier finden sich die deutlich rotierenden Objekte tendenziell bei niedrigen Temperaturen. Anders als in [10] gibt es jedoch auch bei Temperaturen über 17000 K vereinzelt Sterne, bei denen signifikante Rotation gefunden wird.

Einen besseren Überblick über diesen Sachverhalt bietet Abbildung 6.3. In dieser Auftragung erkennt man einen einigermaßen graduellen Verlauf der verschiedenen Detektionen. Während sich die 3σ -Detektionen hauptsächlich bei kühlen Temperaturen von 8000 bis 12000 K konzentrieren, sind die Sterne ohne Detektion fast nur bei Temperaturen über 12000 K zu finden. Sterne mit 2σ -Limit kommen hauptsächlich im Bereich von 12000 bis 18000 K vor, während 1σ -Detektionen eher gleichmäßig verteilt sind. Es zeigt sich also eine Verteilung, in der es umso unwahrscheinlicher wird eine

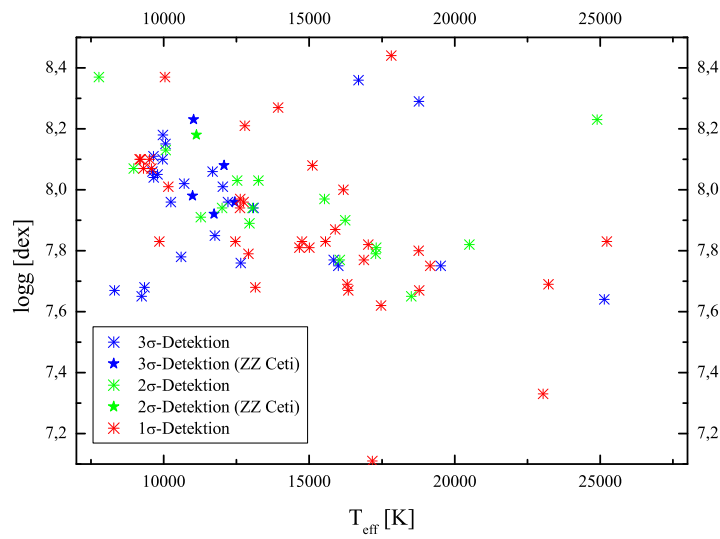


Abbildung 6.2.: Verteilung der Sterne mit 1-, 2-, und 3 σ -Detektion. ZZ Ceti-Sterne sind gesondert gekennzeichnet.

Detektion zu erhalten, je heißer die Temperatur des betrachteten Objekts ist. Das ist aber gerade die Aussage, die mit der Messbarkeitsuntersuchung der Vorstudie gefunden wurde (siehe Kapitel 4.2.1 und 4.2.4).

Die erhaltene Verteilung der Detektionen ist also einfach eine Folge der unterschiedlichen Sensitivität der Messmethode bei den verschiedenen Temperaturen. Diese Argumentation gilt aber nicht nur für die hier untersuchten SPY-Sterne, sondern auch für das Ergebnis in [10]. Die Tatsache, dass

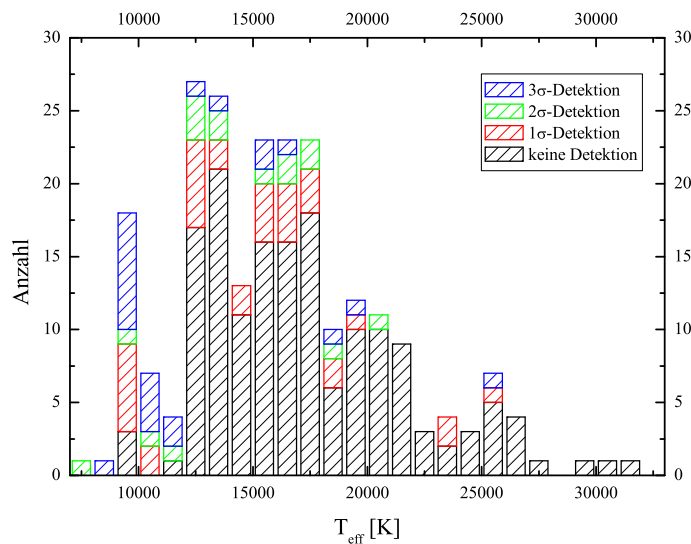


Abbildung 6.3.: Verteilung der verschiedenen Detektionen auf die unterschiedlichen Temperaturen (ohne ZZ Ceti-Sterne)

dort bei hohen Temperaturen keine rotierenden Sterne gefunden wurden, muss also kein physikalischer Effekt sein, sondern ist wahrscheinlich lediglich ein Auswahleffekt durch die unterschiedliche Detektierbarkeit bei verschiedenen Temperaturen.

Interessant sind in diesem Zusammenhang die 3σ -Detektionen, die in dieser Arbeit bei hohen Temperaturen gefunden wurden. Unter den Sternen mit mehr als 15000 K Effektivtemperatur gibt es insgesamt sechs 3σ -Detektionen. Ein Blick auf die S/N-Verhältnisse der zugrundeliegenden Spektren zeigt, dass es sich keineswegs um außergewöhnlich gute Spektren handelt. Die S/N-Verhältnisse liegen nur leicht über dem Durchschnitt. Laut der Vorstudie kann man für diese Sterne ($T_{\text{eff}} = 15000 - 25000 \text{ K}$, $\log g \approx 8,0 \text{ dex}$, $S/N \geq 20$) Messbarkeitsgrenzen von ungefähr 20 bis $30 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ erwarten. Und tatsächlich weisen alle sechs Objekte eine projizierte Rotationsgeschwindigkeit von über $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ auf. Die im Vergleich mit den übrigen Sternen recht hohen Geschwindigkeiten, gepaart mit den leicht überdurchschnittlichen S/N-Verhältnissen sorgen also dafür, dass bei diesen Spektren 3σ -Detektionen erhalten werden.

Trotz der zunächst befriedigenden Erklärung für die Verteilung in Abbildung 6.3, bleibt ein Detail auffällig. Bei Temperaturen unter 12000 K gibt es nahezu keine Sterne ohne Detektion. Von den 31 untersuchten Sternen mit $T_{\text{eff}} < 12000 \text{ K}$, haben nur vier eine nicht detektierbare projizierte Rotationsgeschwindigkeit. Auch wenn bei kühlen Temperaturen aus obigem Grund zunehmend Detektionen gefunden werden, sollte es in diesem Bereich trotzdem noch viele Sterne geben, die eine nicht detektierbare Rotationsgeschwindigkeit besitzen. Stattdessen wurden aber, genauso wie in [10], bei diesen kühlen Temperaturen fast nur Sterne mit signifikanter Rotation gefunden.

Um das näher zu untersuchen, ist in Abbildung 6.4 die Verteilung der gefitteten projizierten Rotationsgeschwindigkeiten für alle ausgewerteten Spektren gezeigt. Damit bestätigt sich noch einmal die gemachte Beobachtung. Während bei hohen Temperaturen zahlreiche Sterne mit Null, oder einer sehr kleinen Rotationsgeschwindigkeit gefittet wurden, gibt es im Bereich unter 12500 K nur zwei Spektren, die mit weniger als $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ gefittet worden sind. Neben dem Auswahleffekt durch die Sen-

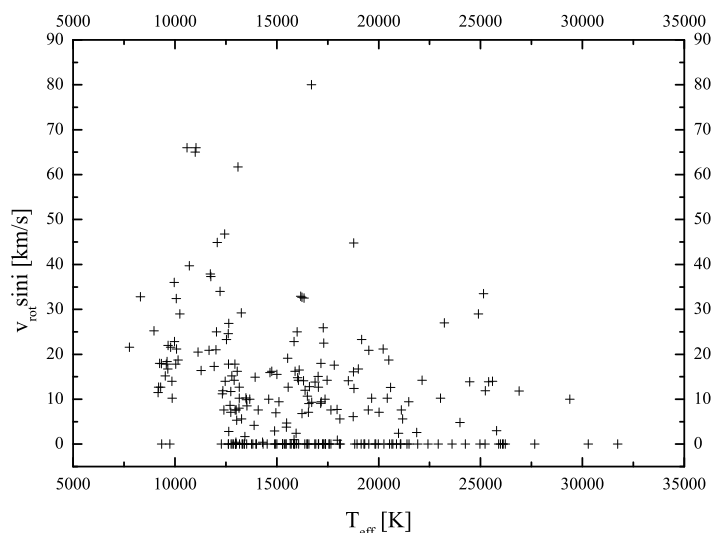


Abbildung 6.4.: Verteilung der gefitteten projizierten Rotationsgeschwindigkeiten auf die unterschiedlichen Temperaturen (inklusive ZZ Ceti-Sterne)

sitivität der Messung, muss es also noch einen zweiten Mechanismus geben, der die Verteilung der Detektionen beeinflusst.

Denn es ist vollkommen unerklärlich, warum die Sterne mit $T_{\text{eff}} < 12500 \text{ K}$ schneller rotieren sollten als die heißeren. Insbesondere stammen ja die kühlen Objekte von den heißen ab, und müssten Drehimpuls gewinnen um schneller zu rotieren. Der Grund für dieses Verhalten ist wahrscheinlich im verwendeten Modellgitter zu suchen. Das wird auch schon in [10] vermutet. Das kühle Modellgitter (für $T_{\text{eff}} < 17000 \text{ K}$) scheint im Bereich unter 12500 K keine vertrauenswürdigen Rotationsgeschwindigkeiten zu liefern. Wie bereits in Kapitel 2.2 erwähnt, ist in diesem Bereich Konvektion der dominierende Energietransportmechanismus in der Atmosphäre von Weißen Zwergen. Zwar gilt allgemein 14000 K als die Grenze ab der Konvektion einsetzt, bedeutend wird sie jedoch erst ab 12500 K . Genau bei dieser Temperatur unterscheidet sich die Verteilung der projizierten Rotationsgeschwindigkeiten. Natürlich überlagert sich diesem Effekt im Bereich von ca. 11000 bis 12500 K die Verbreiterung der Spektrallinien durch die ZZ Ceti-Phase. Für die Diskrepanzen bei niedrigeren Temperaturen kann sie aber nicht verantwortlich sein.

Schließlich wurden die Ergebnisse noch genutzt, um eine typische Verteilung der projizierten Rotationsgeschwindigkeiten von Weißen Zwergen zu erhalten. Dabei muss man allerdings aufpassen, dass man Bereiche auslässt, die die Verteilung verfälschen würden. Deshalb wurden für die Auftragung nur Sterne gewählt, deren Temperatur zwischen 15000 und 18000 K liegt. In diesem Bereich sind einerseits sehr viele Objekte zu finden, andererseits sollten systematische Effekte keine Rolle spielen. Wegen des schmalen Bereichs kann man außerdem von einer einigermaßen konstanten Messbarkeitsgrenze ausgehen. Abbildung 6.5 (links) zeigt, wie die Verteilung der projizierten Rotationsgeschwindigkeiten für diesen Temperaturbereich aussieht. Beachtet werden muss, dass in dieser Abbildung auch nicht-detektierbare Geschwindigkeiten berücksichtigt wurden. Die Geschwindigkeiten wurden auf $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ gebinnt, damit die meisten nicht-detektierbaren Geschwindigkeiten im Bereich von $0 - 10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ enthalten sind.

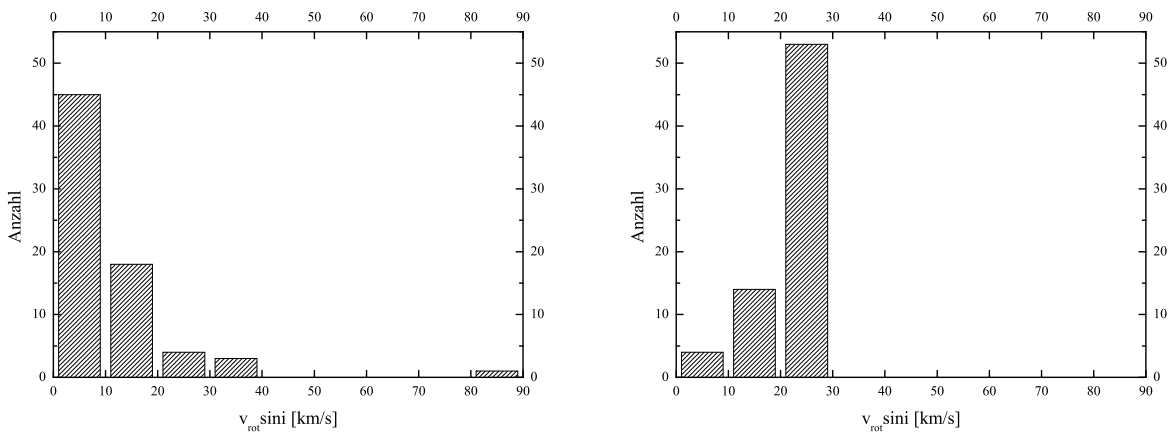


Abbildung 6.5.: *links*: Verteilung der projizierten Rotationsgeschwindigkeiten für Sterne mit $T_{\text{eff}} = 15000 - 18000 \text{ K}$. Diese Verteilung kann als typisch angesehen werden für ein Sample von Weißen Zwergen. *rechts*: Verteilung der projizierten Rotationsgeschwindigkeiten für dieselbe Anzahl an zufällig orientierten Sternen mit einer tatsächlichen Rotationsgeschwindigkeit von $30 \frac{\text{km}}{\text{s}}$.

Diese Abbildung kann als typische Verteilung für ein Sample von Weißen Zwergen angesehen werden. Es wird damit deutlich, dass es sich bei Weißen Zwergen vornehmlich um langsam rotierende Objekte handelt. Ihre typische projizierte Rotationsgeschwindigkeit liegt meist bei weniger als $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Zum Vergleich ist rechts daneben die Verteilung für die gleiche Anzahl Sterne gezeigt, wenn alle dieselbe tatsächliche Rotationsgeschwindigkeit von $30 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ besitzen würden, und zufällig orientiert wären. Weil hohe Inklinationen wahrscheinlicher sind als niedrige, häufen sich die projizierten Rotationsgeschwindigkeiten nahe beim Wert der tatsächlichen Geschwindigkeit. Daraus kann man schlussfolgern, dass die Häufung der realen Verteilung bei kleinen projizierten Rotationsgeschwindigkeiten nicht darauf zurückgeführt werden kann, dass man viele der Sterne nahe ihres Pols beobachtet. Die Verteilung lässt sich nur dadurch erklären, dass die meisten Weißen Zwerge tatsächlich langsam rotieren.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Die bisherigen Erkenntnisse zur Rotationsgeschwindigkeit von Weißen Zwergen basieren auf der Auswertung von nur wenigen Objekten. Denn zur Bestimmung der Rotationsverbreiterung bei Weißen Zwergen sind sehr gute, hoch aufgelöste Spektren nötig, die man nur an modernen Großteleskopen erhält. In den wenigen bisherigen Veröffentlichungen lassen sich drei grundsätzliche Trends ausmachen. Zum einen scheint die projizierte Rotationsgeschwindigkeit von Weißen Zwergen eher klein zu sein. Sie liegt meist im Bereich von 0 bis $30 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Allerdings zeigt sich ein systematischer Zusammenhang zwischen der projizierten Rotationsgeschwindigkeit und der Effektivtemperatur. Bei Temperaturen unter etwa 13000 K werden tendenziell höhere Geschwindigkeiten gefunden, als bei heißeren Objekten. In den Daten zeigt sich darüber hinaus, dass die Anzahl der Detektionen mit steigender Temperatur kontinuierlich abnimmt. Aufgrund der kleinen Datenbasis konnten diese Phänomene bisher nicht abschließend erklärt werden. Diese Arbeit hatte deshalb das Ziel, die Anzahl der Weißen Zwerge mit bekannter projizierter Rotationsgeschwindigkeit deutlich zu erhöhen, um damit einen Hinweis auf die Hintergründe dieser Beobachtungen zu erhalten.

Als Datengrundlage für diese Arbeit dienten hoch aufgelöste Spektren des SPY-Survey (Supernova type Ia progenitor survey), die am Very Large Telescope der Europäischen Südsternwarte (ESO) gewonnen wurden. Aus diesen Survey standen die Spektren von mehreren hundert Weißen Zwergen des Spektraltyps DA zur Verfügung. Mit Hilfe einer χ^2 -Analyse wurde die projizierte Rotationsgeschwindigkeit von 242 Weißen Zwergen dieses Spektraltyps bestimmt. Damit hat sich die Anzahl der DA-Weißen Zwerge mit bekannter projizierter Rotationsgeschwindigkeit etwa verdreifacht. Bei 84 Sternen wurde mindestens eine 1σ -Detektion erhalten, bei 158 Sterne konnte dagegen nur ein Obergrenze für die projizierte Rotationsgeschwindigkeit bestimmt werden. Zur Bestimmung der Rotationsverbreiterung dienten die NLTE-Kerne der H_α - und H_β -Linie. Wie eigene Untersuchungen und Ergebnisse in der Literatur zeigten, sind nur diese scharfen Kerne zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit geeignet.

Im Rahmen einer Vorstudie wurde zunächst ausführlich untersucht, wie gut sich die projizierte Rotationsgeschwindigkeit bei verschiedenen atmosphärischen Parametern und mit Spektren unterschiedlicher Qualität bestimmen lässt. Mit den dadurch herausgearbeiteten Kriterien konnten Spektren, die zur Auswertung nicht geeignet schienen, bereits im Voraus aussortiert werden. Diese Vorstudie wurde an synthetischen Modellspektren durchgeführt, die mit dem Programms FITPROF für die gewünschten atmosphärischen Parameter berechnet wurden. Danach wurden diese Spektren mit gaußschem Rauschen und einer vorgegebenen projizierten Rotationsgeschwindigkeit versehen. Mit diesen Spektren konnte dann überprüft werden, wie gut die vorgegebene Geschwindigkeit beim Fitten reproduziert wird.

Mit Hilfe der Vorstudie konnte geklärt werden, warum mit steigender Temperatur die Anzahl der Detektionen abnimmt. Es konnte gezeigt werden, dass das lediglich ein Effekt der Sensitivität der Messung ist. Bei hohen Temperaturen werden im Vergleich zu kühlen Temperaturen bessere Spektren benötigt, um die projizierte Rotationsgeschwindigkeit messen zu können.

Die Ergebnisse dieser Arbeit bestätigen, dass Weiße Zwerge nur langsam rotieren. Ihre projizierte Rotationsgeschwindigkeit liegt meist bei weniger als $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. In den Daten zeigt sich außerdem der oben beschriebene Trend hin zu höheren projizierten Rotationsgeschwindigkeiten bei kühleren Sternen. Dank der nun verbesserten Statistik konnte das bisher für die Auswertungen verwendete Modellgitter als der wahrscheinlichste Grund für dieses Verhalten ausgemacht werden. In diesem Modellgitter ist vermutlich die im Bereich unter 12500 K herrschende Konvektion in der Atmosphäre der Weißen Zwerge noch nicht richtig modelliert.

Neben der Konvektion sorgen aber auch Pulsationen der Sternoberfläche im Bereich des ZZ Ceti-Streifens von ungefähr 11000 bis 12500 K für eine Verbreiterung der Spektrallinien. Dieser Effekt überlagert sich der Verbreiterung durch die Konvektion, und sorgt in diesem Temperaturbereich für scheinbar sehr hohe projizierte Rotationsgeschwindigkeiten. Für solche ZZ Ceti-Sterne wurden im Rahmen dieser Arbeit tatsächlich überdurchschnittlich hohe projizierte Rotationsgeschwindigkeiten bestimmt. Ausgewertet wurden darüber hinaus auch einige Doppelsternsysteme aus zwei Weißen Zwergen, in deren Spektren aber nur eine Komponente sichtbar ist. Die erhaltenen projizierten Rotationsgeschwindigkeiten liegen bei wenigen $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, und unterscheiden sich damit nicht wesentlich von den Geschwindigkeiten der übrigen Objekte.

Um zu überprüfen, inwieweit die Ergebnisse dieser Arbeit mit älteren Veröffentlichungen vergleichbar sind, wurden bereits ausgewertete Spektren noch einmal mit der in dieser Arbeit verwendeten Methode untersucht. Die erhaltenen Resultate wurden dann mit den Ergebnissen der ursprünglichen Auswertung verglichen, die von Karl et al. veröffentlicht worden sind. Prinzipiell sind die Ergebnisse, die mit den beiden Herangehensweisen gewonnen wurden, recht ähnlich. Kleine Unterschiede ergeben sich aufgrund verschieden gewählter Fitbreiten, und der im Detail etwas unterschiedlich durchgeführten χ^2 -Analysen. Das für diese Arbeit wichtigste Ergebnis ist aber, dass durch die Vorauswahl der Vorstudie auch Spektren aussortiert werden, die eigentlich zur Auswertung geeignet sind. Der Vergleich zeigt aber auch, dass solche Spektren nur sehr hohe Obergrenzen, bzw. im unwahrscheinlichen Fall einer Detektion sehr hohe Fehler liefern. Das heißt also, dass wahrscheinlich auch einige der im Rahmen der SPY-Analyse nicht beachteten Spektren zur Auswertung geeignet gewesen wären. Allerdings hätten diese Spektren vermutlich nur wenig hilfreiche Ergebnisse geliefert.

Obwohl mit dieser Arbeit die DA-Spektren des SPY-Survey bezüglich der Rotation vollständig ausgewertet wurden, gäbe es die Möglichkeit weitere Untersuchungen anzustellen. Unter den Spektren des SPY-Survey befanden sich einige Spektren mit schlecht wiedergegebenen Linienkernen, Diskrepanzen zwischen H_α und H_β , oder spektralen Artefakten. Die Hintergründe dieser Phänomene konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht zweifelsfrei geklärt werden. Eine genauere Nachforschung in diesem Bereich könnte interessante Ergebnisse erbringen. Eventuell besitzen einige der untersuchten Objekte Magnetfelder. Dann könnte die Aufspaltung der Spektrallinien durch den Zeeman-Effekt für manche der Spektren mit pekulären Linienprofilen verantwortlich sein. Um das zu überprüfen, müssten aber neben H_α und H_β auch die hier nicht beachteten höheren Balmerlinien untersucht werden. Denn im Unterschied zur Rotationsverbreiterung, ist der Grad der Zeeman-Aufspaltung abhängig vom Quadrat der Wellenlänge. Bei den verschiedenen Linien müsste sich also jeweils ein unterschiedlicher Grad der Verbreiterung bzw. Aufspaltung zeigen. Dieses Beispiel macht also deutlich, dass man mit Hilfe der Spektren des SPY-Survey unter Umständen noch einiges über die Eigenschaften von Weißen Zwergen in Erfahrung bringen könnte.

A. Tabelle mit Ergebnissen

Name	T _{eff} [K]	logg [dex]	H _α /H _β	v _{rot} sini [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]			sys. Fehler [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]
				1σ	2σ	3σ	
MCT 0033-3440	14999	8.10	H _α	< 12	< 20	< 26	
HS 0047+1903	16497	7.84	H _α	< 11	< 18	< 25	
HS 0129+1041	16375	7.92	H _β	< 17	< 30	< 45	
HS 0225+0010	12949	7.89	H _α	18 ⁺⁴ ₋₆	18 ⁺⁸ ₋₁₄	< 30	
HS 0307+0746	10155	8.01	H _α	19 ⁺⁸ ₋₈	< 35	< 45	
HS 0309+1001	18763	7.80	H _α	16 ⁺⁷ ₋₁₀	< 29	< 35	
HS 0325+2142	13326	8.06	H _β	< 11	< 22	< 33	
HS 0400+1451	14521	8.17	H _α	< 9	< 14	< 19	
HS 0412+0632	13229	7.95	H _α	< 11	< 16	< 20	
HS 0944+1913	17044	7.88	H _α	< 8	< 14	< 18	
HS 1003+0726	9578	8.07	H _α	18 ⁺⁶ ₋₈	< 30	< 36	
HS 1053+0844	16177	8.00	H _β	33 ⁺¹⁵ ₋₂₇	< 61	< 75	
HS 1102+0032	12786	8.21	H _α	15 ⁺⁷ ₋₁₀	< 27	< 33	
HS 1305+0029	12524	8.03	H _α	23 ⁺⁷ ₋₉	23 ⁺¹⁴ ₋₂₃	< 45	
HS 1447+0454	12631	8.01	H _α	< 9	< 14	< 18	
HS 1517+0814	12463	7.83	H _α	14 ⁺⁵ ₋₆	< 23	< 27	
HS 1527+0614	14326	7.78	H _α	< 11	< 17	< 22	
HS 1641+1124	12209	7.96	H _α	34 ⁺⁶ ₋₆	34 ⁺¹² ₋₁₁	34 ⁺²⁰ ₋₁₇	1.0
HS 1648+1300	17650	7.72	H _α	< 16	< 22	< 27	
HS 1705+2228	15861	7.86	H _α	< 11	< 17	< 22	
HS 2132+0941	12963	7.63	H _β	< 14	< 22	< 30	
HS 2138+0910	9339	7.68	H _α	18 ⁺⁴ ₋₄	18 ⁺⁷ ₋₈	18 ⁺¹⁰ ₋₁₃	0.8
HS 2148+1631	15845	7.77	H _α	23 ⁺⁴ ₋₄	23 ⁺⁸ ₋₉	23 ⁺¹² ₋₁₄	1.0
HS 2225+2158	25892	7.85	H _α	< 12	< 21	< 29	
HS 2229+2335	19135	7.95	H _α	< 7	< 13	< 19	
HS 2259+1419	12278	7.99	H _α	< 10	< 17	< 23	
HE 0043-0318	12010	7.94	H _α	21 ⁺⁶ ₋₅	21 ⁺¹¹ ₋₁₂	< 37	
HE 0049-0940	12995	7.74	H _α	< 12	< 17	< 21	
HE 0103-3253	12613	7.96	H _α	< 8	< 15	< 20	
HE 0106-3253	16544	7.89	H _α	< 13	< 17	< 21	
HE 0131+0149	15563	7.83	H _α	13 ⁺⁹ ₋₁₃	< 28	< 35	
HE 0204-3821	13666	7.83	H _α	< 17	< 23	< 28	
HE 0205-2945	10595	7.78	H _α	66 ⁺⁸ ₋₇	66 ⁺¹⁶ ₋₁₃	66 ⁺²⁶ ₋₁₉	1.2
HE 0210-2012	17027	7.82	H _α	15 ⁺⁷ ₋₁₃	< 28	< 33	

Name	T _{eff} [K]	logg [dex]	H _α /H _β	v _{rot} sini [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]			sys. Fehler [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]
				1σ	2σ	3σ	
HE 0211-2824	13977	7.84	H _α	< 8	< 13	< 17	
HE 0219-4049 ¹	12402	8.08	H _α	< 15	< 21	< 26	
	14886	7,79	H _α	< 14	< 20	< 25	
HE 0246-5449	15447	7.97	H _α	< 10	< 17	< 24	
HE 0257-2104	17059	7.72	H _α	< 12	< 21	< 28	
HE 0303-2041	10073	8.13	H _α	21 ⁺⁶ ₋₇	21 ⁺¹³ ₋₁₆	< 42	
HE 0317-2120	9754	8.09	H _α	< 13	< 19	< 24	
HE 0324-2234	16239	7.87	H _α	< 18	< 26	< 33	
HE 0325-4033	16021	7.94	H _α	< 24	< 33	< 42	
HE 0330-4736	12868	8.02	H _α	< 16	< 23	< 30	
HE 0333-2201	15286	8.09	H _α	< 7	< 12	< 18	
HE 0336-0741	14749	7.83	H _α	16 ⁺⁶ ₋₉	< 27	< 32	
HE 0348-2404	13168	7.81	H _α	< 10	17	< 22	
HE 0416-1034	24464	7.77	H _α	< 21	< 27	< 32	
HE 0426-0455	13536	8.01	H _α	< 14	< 19	< 22	
HE 0426-1011	17651	7.82	H _α	< 9	< 16	< 21	
He 0436-1633	13432	8.02	H _β	< 21	< 33	< 44	
HE 0452-3429	12619	7.94	H _β	25 ⁺¹⁴ ₋₁₈	< 54	< 69	
HE 1117-0222	13254	8.03	H _β	29 ⁺⁸ ₋₈	29 ⁺¹⁶ ₋₁₇	< 54	
HE 1124+0144	15824	7.80	H _α	< 9	< 16	< 22	
HE 1152-1244	13034	7.64	H _α	< 13	< 18	< 22	
HE 1225+0038 ⁴	9519	8.10	H _α	15 ⁺⁶ ₋₇	< 26	< 32	
HE 1307-0059	17574	7.83	H _α	< 14	< 22	< 28	
HE 1315-1105	9169	8.10	H _α	12 ⁺⁴ ₋₈	< 20	< 24	
HE 1325-0854	16578	7.70	H _α	< 14	< 18	< 21	
HE 1413+0021	13817	8.07	H _α	< 9	< 15	< 21	
HE 1429-0343 ²	11731	7.92	H _α	38 ⁺⁸ ₋₈	38 ⁺¹⁵ ₋₁₅	38 ⁺²⁴ ₋₂₃	1.2
HE 1518-0020	15455	7.95	H _α	< 9	< 15	< 20	
HE 2135-4055	19004	7.96	H _β	< 28	< 36	< 44	
HE 2140-1825	13153	7.68	H _α	13 ⁺⁵ ₋₆	< 22	< 26	
HE 2159-1649	18820	7.79	H _α	< 9	< 16	< 22	
HE 2203-0101	17299	7.81	H _α	23 ⁺⁵ ₋₈	23 ⁺¹¹ ₋₂₁	< 39	
HE 2205-1355	25226	8.21	H _α	< 10	< 20	< 30	
HE 2218-2706	14299	7.80	H _α	< 12	< 17	< 21	
HE 2221-1630	9975	8.18	H _α	23 ⁺⁵ ₋₅	23 ⁺⁹ ₋₁₀	23 ⁺¹⁴ ₋₁₆	1.0
HE 2230-1230	20421	7.79	H _α	< 20	< 26	< 32	
HE 2356-4513	16056	7.77	H _α	14 ⁺⁵ ₋₄	14 ⁺⁸ ₋₁₄	< 26	
WD 0000-186 ¹	14951	7.97	H _α	< 17	< 23	< 29	
	12347	8,05	H _α	< 19	< 25	< 31	
WD 0005-163	11763	7.85	H _α	37 ⁺⁹ ₋₈	37 ⁺¹⁹ ₋₁₆	37 ⁺³³ ₋₂₄	1.4
WD 0011+000	9612	8.06	H _α	18 ⁺⁴ ₋₄	18 ⁺⁸ ₋₈	18 ⁺¹¹ ₋₁₃	0.7

Name	T _{eff} [K]	logg [dex]	H _α /H _β	v _{rot} sini [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]			sys. Fehler [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]
				1σ	2σ	3σ	
WD 0013-241	18121	7.87	H _α	< 11	< 19	< 25	0.1
WD 0016-220	13005	7.81	H _α	< 14	< 17	< 21	
WD 0016+258	10707	8.02	H _α	40 ⁺⁴ ₋₆	40 ⁺¹⁰ ₋₁₀	40 ⁺¹⁶ ₋₁₄	
WD 0018-339	20256	7.80	H _α	< 12	< 20	< 26	0.9
WD 0029-181	12909	7.79	H _α	14 ⁺⁶ ₋₉	< 26	< 31	
WD 0032-175	9786	8.05	H _α	22 ⁺⁴ ₋₄	22 ⁺⁷ ₋₈	22 ⁺¹¹ ₋₁₃	
WD 0032-177	16601	7.80	H _α	< 22	< 30	< 38	0.8
WD 0047-524	17969	7.64	H _α	< 11	< 15	< 18	
WD 0048-544	17385	7.98	H _α	< 11	< 17	< 23	
WD 0048+202	20024	7.88	H _α	< 15	< 20	< 24	0.8
WD 0052-147	26076	8.22	H _α	< 15	< 24	< 32	
WD 0103-278	13509	7.86	H _α	< 15	< 19	< 22	
WD 0107-192	12982	7.82	H _α	< 11	< 18	< 24	0.8
WD 0127-050	15942	7.77	H _α	< 13	< 18	< 23	
WD 0140-392	21391	7.89	H _α	< 9	< 15	< 19	
WD 0148-255j	25982	7.88	H _α	< 18	< 27	< 36	0.8
WD 0151+017	12646	7.76	H _α	27 ⁺³ ₋₄	27 ⁺⁶ ₋₇	27 ⁺¹⁰ ₋₁₀	
WD 0155+069	21092	7.62	H _α	< 10	< 19	< 27	
WD 0205-304	16711	7.73	H _α	< 17	< 22	< 28	0.8
WD 0216+143	26888	7.81	H _α	< 22	< 30	< 37	
WD 0220+222	14945	7.88	H _α	< 10	< 18	< 25	
WD 0226-329	22129	7.83	H _α	< 24	< 32	< 40	0.8
WD 0227+050	18506	7.65	H _α	14 ⁺⁵ ₋₄	14 ⁺⁷ ₋₁₀	< 24	
WD 0250-026	14667	7.81	H _β	16 ⁺⁷ ₋₁₀	< 29	< 34	
WD 0307+149	20976	7.89	H _α	< 15	< 20	< 25	0.8
WD 0308+188	18096	7.73	H _α	< 15	< 19	< 24	
WD 0310-688	15847	7.93	H _α	< 9	< 13	< 16	
WD 0317+196	16864	7.76	H _α	< 7	< 14	< 19	0.8
WD 0318-021	11923	8.10	H _α	< 33	< 54	< 84	
WD 0339-035	12033	8.01	H _α	25 ⁺⁴ ₋₃	25 ⁺⁷ ₋₆	25 ⁺¹⁰ ₋₉	
WD 0341+021	21914	7.36	H _β	< 18	< 30	< 41	1.1
WD 0352+018	21479	7.74	H _α	< 13	< 25	< 32	
WD 0352+096	14887	8.12	H _α	< 9	< 14	< 18	
WD 0410+117	20643	7.84	H _α	< 9	< 14	< 18	1.1
WD 0416-550	30283	7.17	H _α	< 19	< 28	< 36	
WD 0421+162	19823	8.04	H _α	< 12	< 18	< 23	
WD 0425+168	23991	8.03	H _α	< 18	< 25	< 31	1.1
WD 0431+126	21112	7.99	H _α	< 18	< 25	< 31	
WD 0437+152	17166	7.11	H _α	18 ⁺⁶ ₋₈	< 28	< 33	
WD 0446-789	23222	7.69	H _β	27 ⁺⁸ ₋₉	< 41	< 48	1.1
WD 0507+045.1	20534	7.86	H _β	< 20	< 29	< 37	

Name	T _{eff} [K]	logg [dex]	H _α /H _β	v _{rot} sini [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]			sys. Fehler [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]
				1σ	2σ	3σ	
WD 0556+172	17963	8.08	H _β	< 29	< 45	< 61	
WD 0558+165	16499	8.17	H _α	< 18	< 24	< 29	
WD 0648-253j	27664	7.82	H _α	< 11	< 18	< 24	
WD 0710+216	10243	7.96	H _α	29 ⁺⁷ ₋₆	29 ⁺¹³ ₋₁₂	29 ⁺²⁰ ₋₂₀	0.6
WD 0732-427	14596	8.11	H _α	< 17	< 23	< 28	
WD 0839-327	9244	7.65	H _α	18 ⁺³ ₋₂	18 ⁺⁴ ₋₅	18 ⁺⁶ ₋₇	0.8
WD 0839+231	25785	7.73	H _α	< 19	< 28	< 36	
WD 0858+160	15709	7.85	H _α	< 9	< 17	< 23	
WD 0902-041j	23601	7.77	H _α	< 7	< 12	< 17	
WD 0908+171	16915	7.81	H _α	< 9	16	< 23	
WD 0937-103	17818	8.44	H _α	18 ⁺⁸ ₋₁₈	< 35	< 42	
WD 0939-153	13002	7.85	H _β	< 18	< 29	< 40	
WD 0950+077	15652	7.90	H _α	< 14	< 21	< 27	
WD 0956+020	15973	7.82	H _α	< 13	< 19	< 24	
WD 1003-023	19983	7.84	H _α	< 9	< 17	< 22	
WD 1013-010 ^{3,5}	8311	7.67	H _α	33 ⁺³ ₋₄	33 ⁺⁷ ₋₇	33 ⁺¹⁰ ₋₉	1.1
WD 1015+161	19855	8.01	H _β	< 13	< 26	< 37	
WD 1017+125	21066	7.89	H _α	< 12	< 21	< 29	
WD 1020-207	19281	7.86	H _α	< 11	< 16	< 22	
WD 1022+050 ³	11280	7.91	H _α	16 ⁺⁵ ₋₅	16 ⁺⁸ ₋₁₂	< 28	
WD 1026+023	11679	8.06	H _α	21 ⁺³ ₋₃	21 ⁺⁵ ₋₆	21 ⁺⁸ ₋₉	1.2
WD 1031-114	25230	7.83	H _α	12 ⁺⁵ ₋₈	< 21	< 24	
WD 1049-158	19514	8.27	H _α	< 9	< 15	< 20	
WD 1053-550	12705	8.03	H _α	< 14	< 17	< 20	
WD 1105-048	15488	7.72	H _α	< 11	< 14	< 17	
WD 1121+216	7771	8.37	H _β	22 ⁺⁵ ₋₆	22 ⁺¹⁰ ₋₁₂	< 37	
WD 1122-324	20875	7.80	H _α	< 10	< 18	< 24	
WD 1124-018	24255	7.54	H _α	< 19	< 28	< 37	
WD 1124-293	9352	8.07	H _α	< 14	< 21	< 27	
WD 1126-222 ²	12077	8.08	H _α	45 ⁺⁷ ₋₇	45 ⁺¹⁴ ₋₁₃	45 ⁺²² ₋₁₉	1.1
WD 1129+071	12740	7.93	H _α	< 14	< 19	< 23	
WD 1130-125	13935	8.27	H _α	15 ⁺⁷ ₋₉	< 27	< 32	
WD 1147+255	10061	8.15	H _α	32 ⁺⁵ ₋₄	32 ⁺¹⁰ ₋₈	32 ⁺¹⁵ ₋₁₃	0.4
WD 1149+057 ²	10994	7.98	H _α	65 ⁺¹⁴ ₋₁₃	65 ⁺²⁸ ₋₂₆	65 ⁺⁴² ₋₃₈	1.3
WD 1155-243	12975	7.85	H _α	< 11	< 17	< 22	
WD 1207-157	16390	7.82	H _α	< 19	< 24	< 30	
WD 1216+036	12750	7.85	H _α	< 12	< 18	< 23	
WD 1220-292	17370	7.81	H _β	< 25	< 35	< 44	
WD 1229-012	19311	7.47	H _α	< 10	< 15	< 20	
WD 1233-164	24896	8.23	H _α	29 ⁺⁶ ₋₇	29 ⁺¹² ₋₁₅	< 46	
WD 1237-028	10042	8.37	H _α	18 ⁺⁶ ₋₇	< 29	< 35	

Name	T _{eff} [K]	logg [dex]	H _α /H _β	v _{rot} sini [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]			sys. Fehler [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]
				1σ	2σ	3σ	
WD 1241-010 ⁶	23034	7.33	H _α	10 ⁺⁵ ₋₅	< 19	< 21	2.4
WD 1244-125	13057	7.94	H _α	16 ⁺⁴ ₋₅	16 ⁺⁷ ₋₁₃	< 26	
WD 1249+160	25583	7.19	H _β	< 24	< 32	< 38	
WD 1249+182	19519	7.75	H _α	21 ⁺⁴ ₋₅	21 ⁺⁸ ₋₁₀	21 ⁺¹¹ ₋₂₀	
WD 1257+032	17376	7.87	H _α	< 10	< 16	< 22	
WD 1257+047	22417	7.95	H _α	< 10	< 19	< 27	
WD 1308-301	14001	7.86	H _β	< 13	< 22	< 31	
WD 1310-305 ⁷	20216	7.81	H _β	< 42	< 59	< 75	
WD 1314-153	15887	7.81	H _α	< 6	< 12	< 17	
WD 1323-514	18745	7.74	H _α	< 13	< 17	< 21	
WD 1326-236	13519	7.91	H _β	< 9	< 18	< 27	
WD 1327-083	13890	7.85	H _α	< 10	< 14	< 17	
WD 1330+036	17394	7.84	H _α	< 7	< 14	< 19	
WD 1334-160	18077	8.22	H _α	< 11	< 17	< 22	
WD 1334-678	8970	8.07	H _β	25 ⁺¹⁰ ₋₈	25 ⁺²⁰ ₋₁₉	< 55	
WD 1348-273	9853	7.83	H _α	14 ⁺⁷ ₋₁₀	< 28	< 34	
WD 1356-233	9651	8.11	H _α	17 ⁺³ ₋₄	17 ⁺⁶ ₋₈	17 ⁺⁹ ₋₁₆	0.9
WD 1422+095 ²	12446	7.96	H _β	47 ⁺⁸ ₋₇	47 ⁺¹⁵ ₋₁₅	47 ⁺²³ ₋₂₂	2.5
WD 1426-276	17466	7.62	H _α	14 ⁺⁵ ₋₆	< 24	< 27	
WD 1431+153	12634	7.97	H _α	18 ⁺⁶ ₋₇	< 29	< 35	
WD 1448+077	15003	7.81	H _α	16 ⁺⁵ ₋₈	< 25	< 30	
WD 1451+006	26114	7.90	H _α	< 11	< 19	< 25	
WD 1457-086	20703	7.87	H _α	< 10	< 17	< 24	
WD 1500-170	31737	7.91	H _α	< 22	< 38	< 49	
WD 1501+032	13154	8.04	H _α	< 17	< 22	< 27	
WD 1507+220	19656	7.80	H _α	< 19	< 26	< 32	
WD 1515-164	13483	7.93	H _α	< 16	< 21	< 25	
WD 1527+090	20502	7.82	H _α	19 ⁺⁴ ₋₅	19 ⁺⁸ ₋₁₁	< 30	
WD 1531-022	18774	8.29	H _α	45 ⁺⁴ ₋₅	45 ⁺⁸ ₋₈	45 ⁺¹¹ ₋₁₂	1.7
WD 1537-152	17040	7.91	H _α	< 22	< 28	< 34	
WD 1539-035	9964	8.10	H _α	36 ⁺⁴ ₋₄	36 ⁺⁸ ₋₇	36 ⁺¹² ₋₁₀	1.1
WD 1555-089	13143	7.93	H _α	< 14	< 19	< 23	
WD 1614-128	15997	7.75	H _α	25 ⁺⁵ ₋₅	25 ⁺⁹ ₋₁₀	25 ⁺¹³ ₋₁₈	1.0
WD 1614+136	21495	7.20	H _α	< 9	< 15	< 20	
WD 1614+160	17567	7.85	H _α	< 8	< 15	< 20	
WD 1615-154	29381	8.01	H _α	< 20	< 26	< 32	
WD 1619+123	16308	7.69	H _α	14 ⁺⁷ ₋₁₁	< 26	< 31	
WD 1655+215	9304	8.07	H _α	13 ⁺⁵ ₋₇	< 22	< 26	
WD 1716+020	12637	7.77	H _α	< 11	< 16	< 20	
WD 1802+213	16339	7.67	H _β	33 ⁺¹³ ₋₁₃	< 61	< 85	
WD 1826-045	9204	8.10	H _α	13 ⁺⁴ ₋₆	< 21	< 25	

Name	T _{eff} [K]	logg [dex]	H _α /H _β	v _{rot} sini [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]			sys. Fehler [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]
				1σ	2σ	3σ	
WD 1834-781	17272	7.78	H _α	< 10	< 15	< 19	
WD 1857+119	9868	7.98	H _α	< 19	< 27	< 35	
WD 1911+135	13395	7.97	H _β	< 21	< 34	< 46	
WD 1914-598	19161	7.75	H _β	23 ⁺¹¹ ₋₁₅	< 44	< 54	
WD 1919+145	15108	8.08	H _α	9 ⁺⁴ ₋₅	< 16	< 19	
WD 1932-136	16580	7.74	H _α	< 10	< 17	< 23	
WD 1943+163	19495	7.86	H _α	< 15	< 20	< 24	
WD 1952-206	13409	7.88	H _α	< 10	< 17	< 22	
WD 1953-715	18942	7.90	H _α	< 13	< 21	< 28	
WD 1959+059 ²	11033	8.23	H _α	66 ⁺⁸ ₋₉	66 ⁺¹⁸ ₋₂₀	66 ⁺²⁸ ₋₂₆	1.3
WD 2007-303	15275	7.90	H _α	< 6	< 10	< 14	
WD 2014-575	26209	7.85	H _α	< 11	< 18	< 23	
WD 2018-233	15380	7.90	H _α	< 9	< 15	< 21	
WD 2029+183	12950	7.81	H _α	< 16	< 22	< 28	
WD 2032+188 ³	17299	7.25	H _α	< 14	< 20	< 25	
WD 2039-202	18784	7.67	H _α	12 ⁺⁴ ₋₅	< 19	< 21	
WD 2039-682	16697	8.36	H _α	80 ⁺³ ₋₃	80 ⁺⁶ ₋₆	80 ⁺⁹ ₋₈	0.7
WD 2046-220	22917	7.84	H _α	< 8	< 16	< 24	
WD 2051+095	15464	7.88	H _α	< 14	< 19	< 24	
WD 2058+181	16880	7.77	H _α	14 ⁺⁶ ₋₁₁	< 25	< 31	
WD 2115-560	9659	8.04	H _α	22 ⁺⁵ ₋₄	22 ⁺⁹ ₋₈	22 ⁺¹⁴ ₋₁₃	0.9
WD 2115+010	25393	7.75	H _α	< 21	< 27	< 33	
WD 2122-467	16071	8.02	H _α	< 11	< 21	< 29	
WD 2134+218	17179	7.82	H _α	< 15	< 20	< 24	
WD 2137-379	21180	7.78	H _α	< 19	< 28	< 36	
WD 2139+115	15526	7.97	H _α	19 ⁺⁵ ₋₄	19 ⁺¹⁰ ₋₁₁	< 34	
WD 2149+021	17243	7.83	H _α	< 6	< 10	< 14	
WD 2200-136	25141	7.64	H _α	34 ⁺⁷ ₋₈	34 ⁺¹⁵ ₋₁₆	34 ⁺²³ ₋₂₈	4.3
WD 2205-139	24965	8.25	H _α	< 16	< 25	< 32	
WD 2226-449	12801	7.79	H _α	< 9	< 12	< 16	
WD 2226+061	16100	7.71	H _β	< 27	< 36	< 44	
WD 2240+125.1	15293	8.00	H _α	< 7	< 13	< 18	
WD 2240+125.2	13759	7.98	H _α	< 11	< 19	< 25	
WD 2248-504	16235	7.90	H _β	33 ⁺¹⁰ ₋₁₁	33 ⁺²⁰ ₋₂₆	< 64	
WD 2306+130	12746	7.96	H _α	12 ⁺⁵ ₋₁₀	< 21	< 25	
WD 2312-356	14085	7.80	H _α	< 14	< 19	< 24	
WD 2314+064	17281	7.79	H _α	26 ⁺⁶ ₋₇	26 ⁺¹² ₋₁₅	< 45	
WD 2318+126	12323	8.00	H _α	< 19	< 25	< 31	
WD 2322-181	20579	7.80	H _α	< 21	< 28	< 34	
WD 2324+060	15892	7.88	H _α	16 ⁺⁵ ₋₇	< 25	< 29	
WD 2328+107	21863	7.74	H _β	< 20	< 30	< 39	

Name	T _{eff} [K]	logg [dex]	H _α /H _β	v _{rot} sini [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]			sys. Fehler [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]
				1σ	2σ	3σ	
WD 2333-165	13268	7.92	H _β	< 14	< 19	< 24	
WD 2336+063	16477	8.08	H _α	< 9	< 16	< 22	
WD 2347+128 ²	11130	8.18	H _α	21 ⁺⁶ ₋₆	21 ⁺¹¹ ₋₁₃	< 37	
WD 2349-283	17157	7.72	H _α	< 17	< 22	< 27	
WD 2351-368	13089	7.94	H _β	62 ⁺⁵ ₋₅	62 ⁺¹⁰ ₋₁₀	62 ⁺¹⁵ ₋₁₄	1.7

¹zwei Parameterangaben in [2]

²ZZ Ceti

³single lined DD

⁴Fitbreite $\pm 2 \text{ \AA}$ wegen cosmic

⁵Fitbreite $\pm 7 \text{ \AA}$ wegen starker Radialgeschwindigkeitsverschiebung des Kerns

⁶laut [2] double lined DD, beide Spektren zeigen jedoch nur eine Linie

⁷cosmic im Fitbereich beeinflusst das χ^2 , Fit des Kerns wird jedoch nicht gestört

Literaturverzeichnis

- [1] H. Karttunen, P. Kröger, H. Oja, M. Poutanen, K.J. Donner. *Fundamental Astronomy*. Springer-Verlag, 2003.
- [2] Björn Voss. *White Dwarfs in the SPY and HQS Surveys*. PhD thesis, Universität zu Kiel, 2006.
- [3] D. Koester, R. Napiwotzki, N. Christlieb, H. Drechsel, H.-J. Hagen, et al. High-resolution UVES/VLT spectra of white dwarfs observed for the ESO SN Ia progenitor survey (SPY). I. *A&A*, 378:556–568, 2001.
- [4] R. Napiwotzki, N. Christlieb, H. Drechsel, H.-J. Hagen, U. Heber, et al. SPY – the ESO Spnova type Ia Progenitor survey. *The Messenger*, 112:25–30, 2003.
- [5] G.P. McCook, E.M. Sion. A Catalog of Spectroscopically Identified White Dwarfs. *ApJS*, 121:1–130, 1999.
- [6] David F. Gray. *The observation and analysis of stellar photospheres*. Cambridge University Press, 1992.
- [7] Christian A. Karl. *Rotationsgeschwindigkeit Weißer Zwerge*. Master’s thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, September 2000.
- [8] D. Koester, A. Herrero. Non-local thermodynamic equilibrium line profiles, rotation, and magnetic fields in seven DA white dwarfs. *ApJ*, 332:910–916, 1988.
- [9] U. Heber, R. Napiwotzki, I.N. Reid. Rotation velocities of white dwarf stars. *A&A*, 323:819–826, 1997.
- [10] C.A. Karl, R. Napiwotzki, U. Heber, et al. Rotation velocities of white dwarfs III. DA stars with convective atmospheres. *A&A*, 434:637–647, 2004.
- [11] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery. *Numerical recipes in FORTRAN*. Cambridge University Press, 1992.
- [12] D. Koester, S. Dreizler, V. Weidemann, N.F. Allard. Search for rotation in white dwarfs. *A&A*, 338:612–622, 1998.
- [13] P.F.L. Maxted, T.R. Marsh. The fraction of double degenerates among DA white dwarfs. *MNRAS*, 307:122–132, 1999.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei einigen Personen bedanken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

- Als erstes danke ich Uli Heber für die Bereitstellung des Themas und die Betreuung der Arbeit. Ein besonderes Dankeschön geht an ihn dafür, dass sein Büro immer für mich offen war, und er sich immer sofort Zeit genommen hat, wenn es etwas zu besprechen gab.
- Ganz besonders möchte ich mich bei meinem Betreuer Stephan Geier bedanken. Mit seinem Engagement und seiner Hilfsbereitschaft hat er mir die Arbeit wesentlich erleichtert. Seine vielen selbst geschriebenen Programme, die er mir zur Verfügung gestellt hat, haben die Bearbeitung dieser Diplomarbeit überhaupt erst möglich gemacht.
- Bei Florian Schiller bedanke ich mich dafür, dass er als Zimmergenosse immer zur Verfügung stand, wenn ich etwas Ablenkung gebraucht habe. Den größten Dank schulde ich ihm jedoch für seine Unterstützung während meiner ersten drei Semester. Ohne seine Hilfe damals, wäre es niemals zu dieser Diplomarbeit gekommen.
- Bei Horst Drechsel möchte ich mich an dieser Stelle dafür bedanken, dass er das Amt des Zweitgutachters übernommen hat.

Ein abschließendes Dankeschön für die Schaffung einer wundervollen Atmosphäre geht an alle Mitarbeiter der Sternwarte. Es hat Spaß gemacht, bei euch meine Diplomarbeit anzufertigen.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe, und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Bamberg, den 31.10.2007

Christian Schmitt