

# Quantitative Spektralanalyse von heißen Sternen im Sternhaufen NGC 3293

Zulassungsarbeit  
zur wissenschaftlichen Prüfung für das

Lehramt am Gymnasium  
im Studiengang Physik

vorgelegt am 23. März 2015

von **Jessica Wunder**



Dr. Karl Remeis Sternwarte Bamberg  
Astronomischen Institut der  
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuer:  
Prof. Dr. Ulrich Heber  
Dr. Andreas Irrgang



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Entstehung von Sternspektren</b>	<b>2</b>
2.1	Entstehung von Spektrallinien . . . . .	2
2.2	Spektrallinien des Wasserstoffatoms . . . . .	3
2.3	Kontinua . . . . .	4
2.4	Linienverbreiterung . . . . .	5
2.5	Astronomische Spektren . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Einteilung der Spektraltypen</b>	<b>8</b>
<b>4</b>	<b>Parameter der Modellatmosphäre</b>	<b>12</b>
4.1	Effektivtemperatur $T_{\text{eff}}$ . . . . .	12
4.2	Schwerebeschleunigung $g$ . . . . .	13
4.3	Radialgeschwindigkeit $v_{\text{rad}}$ . . . . .	13
4.4	Projizierte Rotationsgeschwindigkeit $v \sin(i)$ . . . . .	14
4.5	Makroturbulenz . . . . .	14
4.6	Elementhäufigkeit . . . . .	14
<b>5</b>	<b>Sternhaufen NGC 3293</b>	<b>16</b>
<b>6</b>	<b>Methoden zur Bestimmung der Parameter nach Dufton et al. (2006)</b>	<b>17</b>
6.1	Bestimmung von $T_{\text{eff}}$ und $\log g$ . . . . .	17
6.1.1	Korrektur von $T_{\text{eff}}$ und $\log g$ bei schnellrotierenden Sternen . . . . .	19
6.2	Bestimmung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit . . . . .	19
6.3	Bestimmung der Radialgeschwindigkeit . . . . .	20
<b>7</b>	<b>Analyse der Sternspektren</b>	<b>21</b>
<b>8</b>	<b>Vergleich der Parameter <math>T_{\text{eff}}</math>, <math>\log g</math> und <math>v \sin(i)</math></b>	<b>25</b>
8.1	Untersuchung einzelner Sterne . . . . .	28
<b>9</b>	<b>Entwicklungswege im Hertzsprung-Russell- und im <math>(T_{\text{eff}}, \log g)</math> Diagramm</b>	<b>34</b>
9.1	Das Hertzsprung-Russell-Diagramm . . . . .	34
9.2	Entwicklungszustand, Masse und Alter der Sterne . . . . .	35
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>37</b>
<b>11</b>	<b>Anhang</b>	<b>38</b>
	<b>Literatur</b>	<b>40</b>



## 1 Einleitung

In der Wirtschaft, in der Forschung, in der Universität und in der Schule ist ein vermehrter Einsatz von Computern gefragt. Auch in der Astronomie, bei der immer mehr Sterne für Analysen der Sternspektren herangezogen werden, da Untersuchungen mit einer großen Stichprobe meist zu Ergebnissen mit höherer Aussagekraft führen, ist ein Arbeiten ohne Computer unvorstellbar. Um Zeit zu sparen werden automatisierte Computerprogramme entwickelt, die Daten zügig berechnen oder analysieren und wenig Interaktion des Menschen erfordern. Anfangsdaten der Parameter werden in die Programme eingegeben und man erhält nach kurzer Zeit die Ergebnisse. Diese werden, wiederum wegen Zeitersparnis, als korrekt angenommen und ohne Plausibilitätsprüfung publiziert. Jedoch sind auch Computerprogramme nicht perfekt und produzieren Fehler, die die Ergebnisse unter Umständen verfälschen können. In dieser Arbeit soll die Zuverlässigkeit der Methoden nach Dufton et al. (2006) die Daten vom „VLT-FLAMES survey of massive stars“ von der Europäischen Südsternwarte (ESO) untersucht haben, überprüft werden. ESO wird von 15 Mitgliedsländern unterstützt, bietet hochmoderne, leistungsfähige Teleskope und Instrumente und steht somit in Europa an der Spitze der Organisationen für astronomische Forschung<sup>1</sup>. Für die oben genannte Untersuchung wurde das „Fibre Large Array Multi-Element Spectrograph (FLAMES)“ im leistungsfähigsten Observatorium der Welt für Beobachtungen im Gebiet des sichtbaren Lichts und das „Very Large Telescope (VLT)“ im nahen Infrarot benutzt, um Sterne vom Spektraltyp O und B, auf die später detaillierter eingegangen wird, zu analysieren. Zweifel an der Vertrauenswürdigkeit dieser Untersuchung kamen auf, nachdem Maeder et al. (2014) veröffentlichte, dass einige Sterne nicht korrekt klassifiziert wurden. Be-Sterne, B-Sterne um die sich entlang des Äquators eine Scheibe gebildet hat, wurden nicht als solche erkannt und ihre Daten wurden ohne weitere detaillierte Analyse angegeben. Da für verschiedene Sterntypen unterschiedliche Gitter von Modellatmosphären, die später genauer erklärt werden, verwendet werden müssen, kann es durch die Wahl eines ungeeigneten Gitters zu einer Fehleinschätzung der Parameter wie der Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung, projizierten Rotationsgeschwindigkeit und Elementhäufigkeiten kommen. Somit sind die Daten nicht mehr zuverlässig. Deshalb wurden in dieser Arbeit die bereits erwähnten Parameter Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung und projizierte Rotationsgeschwindigkeit anhand von Sternspektren der Sterne aus dem Sternhaufen NGC 3293 erneut bestimmt und mit menschlichen Auge überprüft, ob diese bestimmten Parameter auch wirklich mit den Sternspektren übereinstimmen. Am Anfang wird darauf eingegangen wie Sternspektren entstehen (Kapitel 2) und wie man Sterne, anhand ihrer Sternspektren, klassifiziert und in Spektralklassen einteilt (Kapitel 3). Nach der Beschreibung des Sternhaufens NGC 3293 in Kapitel 5 wird auf die Parameter genauer eingegangen und inwiefern diese die benutzte Modellatmosphäre verändern (Kapitel 4). In Kapitel 6 und 7 wird die Analysenmethodik von Dufton et al. (2006) und die hier verwendete Analysenmethodik dargestellt. Daraufhin folgt die Auswertung, indem die ermittelten Parameter mit den Parameter nach Dufton et al. (2006) verglichen werden (Kapitel 8 und 9). In Kapitel 10 folgt die Zusammenfassung am Ende der Arbeit.

---

<sup>1</sup>nach <http://www.eso.org/public/about-eso/esoglace/>, Abruf: 22.02.2015

## 2 Entstehung von Sternspektren

Die Spektroskopie ist ein wichtiger Bestandteil der Astronomie um Eigenschaften eines Sterns zu erhalten. Sie beschäftigt sich mit der Zerlegung des Lichts in ihre Energien. In einer Sternatmosphäre wechselwirken Photonen der elektromagnetischen Strahlung mit dem Plasma. Das von der Atmosphäre emittierte Spektrum besteht aus einem Kontinuum, dem eine Vielzahl von Absorptionslinien überlagert sind. Deren Entstehung soll im Folgenden erklärt werden. Daraus lassen sich die physikalischen Parameter, d.h. die Effektivtemperatur  $T_{\text{eff}}$ , die Schwerebeschleunigung  $g$ , die projizierte Rotationsgeschwindigkeit  $v \sin(i)$  und die chemische Zusammensetzung, bestimmen. Wie diese Parameter bestimmt werden, wird in Kapitel 7 erklärt. Das folgende Kapitel basiert auf den Lehrbüchern von Kaler (1994), Weigert et al. (2009), Voigt (1988) und Hertel & Schulz (2008).

### 2.1 Entstehung von Spektrallinien

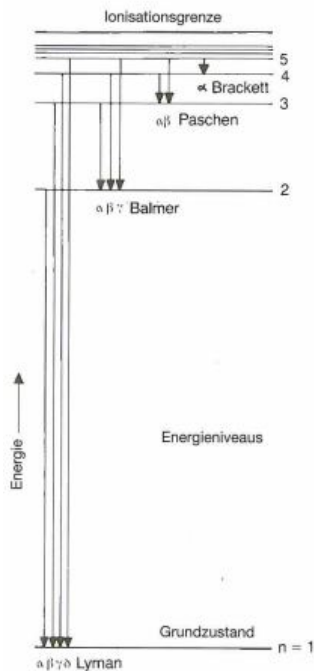
Zuerst wird auf die allgemeine Entstehung der Spektrallinien eingegangen. Atome sind aus einem Atomkern, der positiv geladen ist und aus Protonen und Neutronen besteht, und einer dazugehörigen Atomhülle, in der sich die negativ geladenen Elektronen befinden, aufgebaut. Die Elektronen werden durch die elektrische Anziehungskraft an den Atomkern gebunden und bewegen sich um den Kern. Da sich nach der Heisenbergschen Unschärferelation nie gleichzeitig die Geschwindigkeit und der Ort eines Teilchens voraussagen lässt, wird nur eine Wahrscheinlichkeit angegeben in welchem Raumbereich sich das Elektron aufhält, jedoch kann man keine bestimmten Umlaufbahnen nennen. Elektronen können sich nur in bestimmten charakteristischen Zuständen des jeweiligen Atoms aufhalten und besitzen je nach Zustand diskrete Energien. Die niedrigste Energie hat das Elektron in dem Zustand, der sich am nächsten zum Atomkern befindet. Dieser energetisch niedrigste Zustand wird als Grundzustand des Atoms bezeichnet. Darüber befinden sich weitere diskrete gebundene Zustände. Damit ein Elektron in den nächsthöheren Zustand gelangen kann, muss es Energie aufnehmen um die elektrische Anziehungskraft zu überwinden. Jedoch kann es nur exakt die Energie aufnehmen, welche es braucht um in einen nächsthöheren Zustand zu gelangen, denn zwischen den charakteristischen Zuständen kann sich das Elektron nicht aufhalten. Dieser Vorgang, bei dem das Elektron angehoben wird, geschieht, indem ein Photon der benötigten Energie absorbiert und dabei vernichtet wird. Nach der Absorption befindet sich das Atom im angeregten Zustand. Da Atome immer nach dem Zustand der geringstmöglichen Energie streben, kommt es zur Emission. Elektronen springen von einem höheren Elektronenzustand auf einen niedrigeren und geben dabei die Energiedifferenz dieser Elektronenzustände durch Emission eines Photons ab.

Diese Art von Übergängen nennt man gebunden-gebunden Übergänge und sind für die Bildung der Spektrallinien verantwortlich. Es herrscht ein ständiges Wechselspiel zwischen Absorption und Emission. Jedes absorbierte und emittierte Photon besitzt eine bestimmte Energie  $E_{\text{phot}}$ , nämlich die Energiedifferenz zweier unterschiedlicher Zustände, die mit seiner Wellenlänge  $\lambda$  durch die Formel  $E_{\text{phot}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ , wobei  $h$  für das Plancksche Wirkungsquantum,  $\nu$  für die Frequenz,  $c$  der Lichtgeschwindigkeit und  $\lambda$  für die Wellenlänge steht, verknüpft ist. Diese bestimmten Bereiche der Wellenlängen im elektromagnetischen Spektrum werden als Spektrallinien des entsprechenden Atoms bezeichnet.

## 2.2 Spektrallinien des Wasserstoffatoms

Anhand des Wasserstoffatoms, das am einfachsten aufgebaute Atom, bestehend aus einem Proton im Kern und einem Elektron in der Hülle, sollen die Spektrallinien genauer betrachtet werden. Das Wasserstoffatom befindet sich im Grundzustand, wenn sich das Elektron auf dem am nächsten erlaubten Zustand zum Atomkern befindet. Die Zustände werden von innen nach außen durchnummeriert, wobei man den innersten Zustand mit  $n = 1$ , den zweiten mit  $n = 2$ , usw. bezeichnet (siehe Abbildung 1). Wird ein Gas aus atomarem Wasserstoff mit geringer Dichte in einem Kasten durch eine Lichtquelle mit kontinuierlicher Strahlung bestrahlt, wie in Abbildung 2 zu sehen, können deren Elektronen ein Photon mit exakt der Energiedifferenz  $E_{1,2}$  der Zustände  $n = 1$  und  $n = 2$  absorbieren, da in der kontinuierlichen Strahlung Photonen jeder Wellenlänge vorhanden sind. Dadurch werden sie in den Zustand  $n = 2$  angehoben. Wird ein Photon mit der Energiedifferenz  $E_{1,3}$  der Niveaus  $n = 1$  und  $n = 3$  absorbiert, so wird das Elektron auf letzteres angeregt. Dasselbe gilt analog für die höheren Zustände. Sind die Wasserstoffatome durch Stöße mit anderen Atomen, freien Elektronen oder durch Absorption eines Photons bereits angeregt, das heißt das Elektron befindet sich in einem Zustand  $n > 1$ , können weitere Übergänge stattfinden. Ist das Elektron zum Beispiel in dem Zustand  $n = 2$  angeregt, kann es in den Zustand  $n = 3$  angehoben werden, indem es ein Photon mit der Energiedifferenz  $E_{2,3}$  dieser zwei Zustände absorbiert. Wird das Spektrum nach dem durchqueren der atomaren Wasserstoffansammlung auf der gegenüberliegenden Seite der Lichtquelle aufgenommen, erkennt man dort Linien, bei deren Wellenlängen weniger Photonen am Spektroskop angekommen sind. Diese Linien nennt man Absorptionslinien und sind in Abbildung 2 dargestellt.

Im Gegensatz zur Absorption findet Emission meist spontan statt. Befindet sich das Elektron im Niveau  $n = 2$ , gelangt dieses durch Abgabe von  $E_{1,2}$  in das Niveau  $n = 1$ . Gerät ein Elektron in einen noch höheren Zustand, hat es mehrere Möglichkeiten in den Grundzustand zurückzugelangen. Zum Beispiel hat ein Elektron im Zustand  $n = 4$  vier Möglichkeiten. Es kann sofort zum Grundzustand zurückspringen oder dorthin über Zwischenstopps gelangen, indem es einerseits zuerst auf  $n = 3$  wechselt und danach direkt auf  $n = 1$  oder einen weiteren Zwischenstopp bei  $n = 2$  einlegt und andererseits von  $n = 4$  über  $n = 2$  auf  $n = 1$  springt. Die Linien, die durch die emittierten Photonen entstehen, sind im Spektrum, das seitlich zur Lichtquelle aufgenommen wird, zu erkennen und werden Emissionslinien genannt. Das Emissionsspektrum ist auch in Abbildung 2 abgebildet.



**Abbildung 1:** Übergänge im Wasserstoffatom mit den dazugehörigen Serien (Kaler 1994)

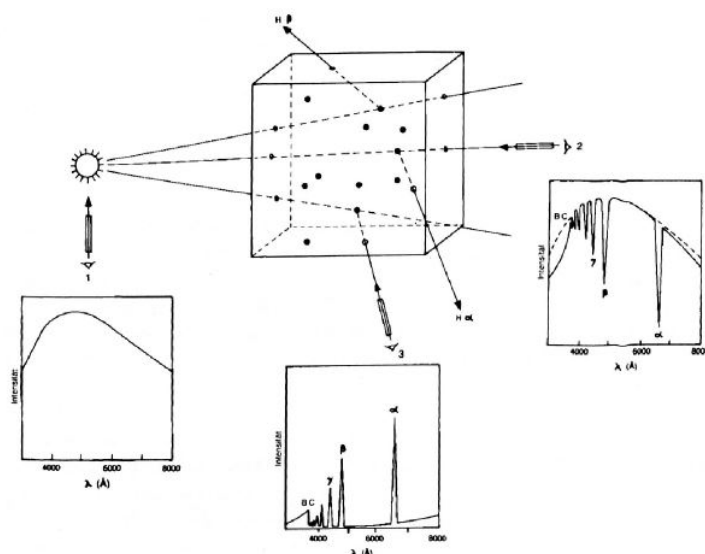
Die Spektrallinien werden in sogenannte Serien eingeteilt. Alle Linien die auf das Niveau  $n=1$  führen, nennt man Lyman-Serie. Die zu  $n=2$  gehörige Serie ist die bekannteste, da dessen Linien im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts anzutreffen sind, und wird als Balmer-Serie bezeichnet. Die Linie, die beim Übergang von  $n=3$  nach  $n=2$  entsteht, heißt  $H\alpha$  und befindet sich bei der Wellenlänge  $6563 \text{ \AA}$ . Weitere Bezeichnungen sind  $H\beta$  ( $4 \rightarrow 2$ , bei  $4861 \text{ \AA}$ ),  $H\gamma$  ( $5 \rightarrow 2$ , bei  $4340 \text{ \AA}$ ),  $H\delta$  ( $6 \rightarrow 2$ , bei  $4101 \text{ \AA}$ ) und  $H\epsilon$  ( $7 \rightarrow 2$ , bei  $3970 \text{ \AA}$ ) (Kaler 1994). Die Serie der Übergänge zum Niveau  $n=3$  heißt Paschen-Serie und die zu  $n=4$  gehörige Serie nennt man Brackett-Serie. In Abbildung 1 sind die Übergänge dargestellt.

## 2.3 Kontinua

In Abbildung 1 ist zudem zu erkennen, dass die Energieniveaus bei höher angeregten Zuständen immer näher zusammen rücken und eine Grenze bilden. Ist die aufgenommene Energie durch Absorption eines Photons gleich oder größer als diese Grenzenergie so wird das Elektron losgerissen und das Atom ionisiert. Die Grenzenergie bezeichnet man daher als Ionisationsenergie. Die Ionisationsenergie bildet genau die Energieschranke, bei der die Anziehungskraft zwischen Elektron und Kern überwunden wird. Da die Elektronen nicht mehr auf ein höheres Niveau angehoben werden, muss die aufgenommene Energie nicht mehr quantisiert sein. Sie können jede Energie der Photonen aufnehmen, die mindestens der Ionisationsenergie entsprechen. Daher sind im Absorptionsspektrum neben den Spektrallinien auch Kontinua ersichtlich. Diese kontinuierliche Absorption setzt sprunghaft an der Ionisationsgrenze ein, da an dieser Stelle die Wahrscheinlichkeit für die Ionisation für Photonen am größten ist und wird mit kürzer werdender Wellenlänge immer flacher und nähert sich dem ursprünglichen Spektrum der Lichtquelle an. In Abbildung 2 ist das Balmer-Kontinuum eingezeichnet.

Ionisation kann auch durch Kollision mit anderen Atomen ausgelöst werden. Im Gegensatz zur Photoionisation ist die Ionisation durch Kollision dichteabhängig. Je höher die Dichte des Gases, desto höher die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes und desto höher die Wahrscheinlichkeit zur Anregung oder sogar zur Ionisation des Atoms.





**Abbildung 2:** Kontinuierliche Lichtquelle, die Kasten mit atomarem Wasserstoffgas bestrahlt. Unten in der Mitte erkennt man das Emissionsspektrum und links das Absorptionsspektrum, jeweils mit dem Balmer-Kontinuum eingezeichnet (Kaler 1994)

Die Kollisionswahrscheinlichkeit wird zudem durch die Temperatur beeinflusst, da Atome mit zunehmender Temperatur eine höhere thermische Bewegung besitzen. Somit ist die Wahrscheinlichkeit Atome in angeregten Zuständen oder ionisiert vorzufinden bei höherer Temperatur umso größer.

Auch im Emissionsspektrum sind Kontinua zu erkennen. Der dafür verantwortliche Vorgang ist das Gegenstück zur Ionisation und wird Rekombination genannt. Dabei wird ein freies Elektron mit der Energie  $E_n$ , die es durch die Ionisation besaß, vom Atom in einem Zustand mit der Energie  $E_m$  eingefangen und ein Photon mit der Energiedifferenz  $E_{nm}$  emittiert. Das Elektron kann in jedem erlaubten Zustand eingefangen werden. Die Kontinua sind an den Seriengrenzen am stärksten, da dort die Wahrscheinlichkeit am höchsten ist ein Elektron mit der Ionisationsenergie einzufangen, und werden schwächer zu kürzeren Wellenlängen hin. Man spricht im ersten Fall von gebunden-freien Übergängen und im letzteren von frei-gebundenen Übergängen. Zudem gibt es noch eine weitere Form von Übergängen, die Kontinua erzeugen: die frei-frei Übergänge. Hierbei handelt es sich um Streuung von Photonen an freien Elektronen oder um Emission von Photonen durch beschleunigte Ladung. Es entsteht ein Emissions- oder ein Absorptionskontinuum ohne Kanten.

## 2.4 Linienverbreiterung

Bisher wurde der Idealfall betrachtet, bei dem die Übergänge der Elektronen zwischen zwei exakt scharfen Niveaus stattfinden und somit scharf definierte Linien bei bestimmten Wellenlängen im Spektrum entstehen. In Wirklichkeit hingegen, besitzen alle Linien eine natürliche Breite. Dies kommt daher, dass die angeregten Zustände eine endliche Lebensdauer besitzen und somit durch die Energie-Zeit Unschärferelation  $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ , wobei  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , eine Ausbreiterung der Energieniveaus bedingen. Je geringer die Lebensdauer des Zustandes, also je instabiler der Zustand, desto breiter sind die Energieniveaus.

Dies führt zur Linienverbreiterung in Absorptions- wie auch Emissionsspektren. Neben der natürlichen Linienbreite, die eine unterste Grenze für die Breite der Linien angibt, erfahren Spektrallinien eine zusätzliche Verbreiterung durch die thermische Bewegung von Atomen und die Interaktion mit anderen Atomen und freien Elektronen. Die erste Art, bei der sich die Linie wegen der thermischen Bewegung der Atome zur blauen bzw. roten Wellenlänge verschiebt und somit verbreitert, wird als Doppler-Verbreiterung bezeichnet. Der andere Vorgang wird Druckverbreiterung genannt. Die Druckverbreiterung wird durch den Stark-Effekt verursacht. Hierbei werden die Energieniveaus der gebundenen Elektronen, wegen Interaktionen von vorbeifliegenden Elektronen und Ionen, durch die Coulombkraft gestört. Die Störung dieser Energieniveaus führt zu einer Verbreiterung der Linien.

## 2.5 Astronomische Spektren

In diesem Abschnitt wird nun erklärt wie ein Sternspektrum entsteht. Sterne erzeugen in ihren inneren Regionen durch stellare Kernfusion Energie, die als elektromagnetische Strahlung in die äußere Region abgegeben wird. Die Strahlung, die direkt in den Weltraum abgegeben wird und die Sternspektren erzeugt, entweicht von den äußeren Schichten des Sterns, der sogenannten Atmosphäre. In den tieferen Schichten der Sternatmosphäre herrscht hoher Druck, eine hohe Dichte der Materie und eine hohe Temperatur. Dort befindet sich ein dichtes, undurchsichtiges Gas. Wegen der Dichte des Gases wird die Strahlung fast vollständig absorbiert. Die emittierten Photonen werden sofort wieder reabsorbiert und nur ein zu vernachlässigender geringer Teil der Photonen verlässt diese Schicht. Deshalb wird ein thermodynamisches Gleichgewicht in dieser Schicht angenommen. Durch die Emission der Strahlung entsteht ein kontinuierliches Spektrum mit Photonen jeder Wellenlänge. Wäre die Sternatmosphäre isotherm, das heißt es würde überall die gleiche Temperatur herrschen, würde man in den Sternspektren nur ein Kontinuum erkennen, da sich Effekte von Emission und Absorption gegenseitig aufheben. Da jedoch in der Sternatmosphäre, neben Druck und Dichte, sich die Temperatur stetig nach außen hin verringert und nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz der Strahlungsfluss mit sinkender Temperatur abnimmt, erhalten wir ein Spektrum mit Absorptionslinien. Photonen unterschiedlicher Wellenlängen kommen abhängig vom Absorptionskoeffizienten und der daraus folgenden mittleren freien Weglänge von verschiedenen Schichten der Atmosphäre. Bei Wellenlängen, für die der Absorptionskoeffizient gering ist, mit anderen Worten kaum Absorber vorhanden sind, besitzen Photonen dieser Wellenlänge eine große mittlere freie Weglänge. Diese Photonen kommen aus tiefen Schichten der Atmosphäre, wo eine hohe Temperatur und dementsprechend ein hoher Strahlungsfluss vorhanden ist. Man erkennt bei diesen Wellenlängen im Spektrum das Kontinuum. Die stark ausgeprägten Linien zeigen die Struktur der äußeren Sternatmosphäre auf, da bei diesen Wellenlängen das Gas undurchsichtig ist. Das bedeutet, dass viele Absorber vorhanden sind, also der Absorptionskoeffizient durch einen großen Wert gekennzeichnet ist, und Photonen dadurch eine kurze mittlere freie Weglänge besitzen und oft reabsorbiert werden. Sie können daher nur aus der äußeren Schicht zur Erde gelangen. Dort ist die Temperatur niedrig und der Strahlungsfluss entsprechend klein. Im Gegensatz dazu ist das Gas bei Wellenlängen von schwächer ausgeprägten Linien durchsichtiger, da der Absorptionskoeffizient kleiner ist,

also weniger Absorber vorhanden sind, und Photonen demzufolge eine längere mittlere freie Weglänge besitzen. Die Strahlung kommt von den mittleren Schichten der Sternatmosphäre bei denen eine mittlere Temperatur herrscht und dementsprechend ist der Strahlungsfluss höher als bei den stark ausgeprägten Linien, jedoch geringer als beim Kontinuum. Daher bilden sich Linien in unterschiedlichen Schichten der Sternatmosphäre. Je kleiner der Absorptionskoeffizient ist, desto tiefer und zu umso heißeren Schichten kann man in die Sternatmosphäre hineinschauen. Diese Information wird benutzt um die Schichtung der Sternatmosphäre genauer zu beschreiben. Bei manchen Sternen kann man zudem im Spektrum Emissionslinien erkennen. Diese entstehen wenn die Temperatur außen an der Atmosphäre ansteigt und dort ein dementsprechend hoher Strahlungsfluss existiert. Die Überlegungen sind analog zu den obigen. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Spektrum durch die Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten und der Temperaturschichtung der Atmosphäre entsteht.

Chemische Zusammensetzung, Effektivtemperatur  $T_{\text{eff}}$  und Schwerebeschleunigung  $g$  lassen sich durch die Spektren von Sternen aus der Photosphäre erschließen. Wenn keine Absorber in der Sternatmosphäre vorhanden sind, kann es auch keine Spektrallinien geben und umgekehrt, je mehr Absorber vorhanden sind, desto kräftiger wird die Spektrallinie.

Jedoch ist auch zu beachten, dass die Linienentstehung nicht nur von der chemischen Zusammensetzung geprägt wird, sondern auch durch Dichte und entscheidend durch die Temperatur. Ist die Temperatur sehr gering, sind zum Beispiel Linien von angeregten oder ionisierten Atomen kaum sichtbar. Ein gutes Beispiel hierfür ist erneut das Wasserstoffatom mit den Balmer-Linien. Diese benötigen zum Entstehen ein angeregtes Wasserstoffatom im zweiten Niveau. Ist die Temperatur und Dichte so gering, dass nur neutrale Wasserstoffatome bereit stehen, können keine Balmer-Linien entstehen. Dies ist bei den kühlestern der Fall. Bei den heißesten Sternen sind die Balmer-Linien wiederum weniger ausgeprägt, da Temperatur und Dichte zu hoch und viele der Wasserstoffatome bereits ionisiert sind.

Die Schwerebeschleunigung  $g$  eines Sterns ist über seine Gravitation mit seinem Druck verbunden. Die zum Zentrum gerichteten Gravitationskräfte wirken den nach außen gerichteten Druckkräften entgegen. Sie befinden sich im Gleichgewicht und heben sich in jedem Abstand vom Zentrum auf. Dieses Gleichgewicht des Sternes nennt man hydrostatisches Gleichgewicht. Da die Dichteschichtung mit der Druckverteilung verknüpft ist, lässt sich anhand der Linienentstehung durch die Dichteschichtung die Schwerebeschleunigung  $g$  eines Sterns erschließen.

Astronomische Spektren werden meist auf die Kontinuumsstrahlung normiert, da Sternspektren durch Einflüsse der Erdatmosphäre verfälscht werden und daher eine Flusskalibration schwer zu erzielen ist. Dabei wird ein interpoliertes Kontinuum festgelegt und jeder Wert des Strahlungsflusses durch diesen geteilt. Es entsteht ein normiertes Kontinuum mit Absorptionslinien, das für eine bessere Vergleichbarkeit der Absorptionslinien sorgt.

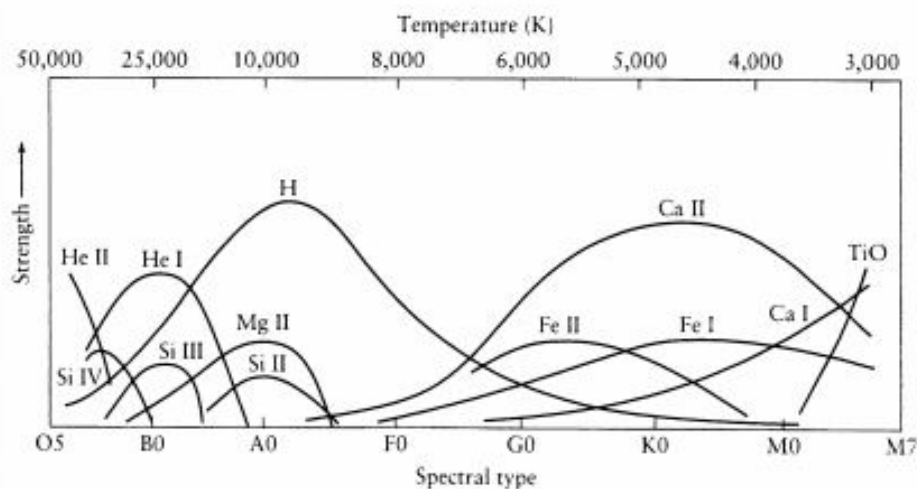
### 3 Einteilung der Spektraltypen

Sternspektren sind für jeden Stern individuell und enthalten viele Informationen über deren Atmosphären. In den Anfängen der Spektroskopie wurden Sternspektren rein phänomenologisch klassifiziert. Die Sternspektren wurden zuerst 1888 durch Pickering und Cannon nach dem Aussehen, abhängig von der Stärke der Absorptionslinien vom Wasserstoff und anderen Elementen, in ein Schema eingeordnet. Dabei wurden die unterschiedlichen Typen mit lateinischen Großbuchstaben bezeichnet und alphabetisch geordnet, beginnend mit A für die stärksten Wasserstoff-Absorptionslinien. Dieses Schema wurde als Harvard-Sequenz bekannt und mit der Zeit umgestellt und weiterentwickelt. So verwendet man heute die Sequenz „O B A F G K M L T“, die nach der Temperatur geordnet ist, beginnend links mit der höchsten Temperatur. Diese Spektralklassen sind zusätzlich in Subtypen aufgeteilt, die man mit angehängten Ziffern zwischen 0 und 9 (z.B. B0-B9) bezeichnet. Die Sterne, welche zu den Spektralklassen am Anfang der Sequenz gehören, bezeichnet man als frühe Typen, die zu den am Ende der Sequenz gehörenden als späte Typen. So werden auch innerhalb der Subtypen Sterne mit angehängter Ziffer 0 als frühe Sterne und Sterne mit der Ziffer 9 als späte Sterne dieses Spektraltyps genannt. Sterne lassen sich durch folgende Charakteristika in ihren Spektren in die Spektraltypen einordnen (nach Karttunen et al. 2007; Kaler 2011; Carroll & Ostlie 2006):

- **Spektraltyp O:** Blaue Sterne mit einer Oberflächentemperatur von ungefähr 25 000-35 000 K. Ihre Spektren besitzen wegen ihrer hohen Temperatur Linien von ionisierten Atomen, wie zum Beispiel He II, C III, N III, O III und Si IV. Zudem sind die He I Linien sichtbar und die H I-Linien sind bei frühen O-Sternen schwach und werden bei späteren O-Sternen stärker.
- **Spektraltyp B:** Weiß-blaue Sterne mit einer Oberflächentemperatur von circa 10 000 K bis 25 000 K. H I-Linien werden stärker, doch He II-Linien verschwinden. He I-Linien sind bei B2 am stärksten und nehmen solange ab, bis sie bei dem Spektraltyp B9 verschwinden. Ansonsten findet man O II-, Si II- und Mg II-Linien im Spektrum.
- **Spektraltyp A:** Diese weißen Sterne befinden sich im Bereich von 9000 K. Die Wasserstofflinien erhalten ihre maximale Stärke bei den Typen A0-A1 und werden daraufhin erneut schwächer. He I ist nicht länger sichtbar, jedoch tauchen neutrale Metalllinien im Spektrum auf und die H- und K-Linie von Ca II werden stärker.
- **Spektraltyp F:** Mit einer Oberflächentemperatur von ca. 7000 K ist das Spektrum dieser gelb-weißen Sterne geprägt von H- und K-Linie von Ca II und anderen Metalllinien wie Fe I, Fe II, Cr II und Ti II, die stärker werden. Im Gegensatz dazu nehmen die Balmer-Linien weiter ab.
- **Spektraltyp G:** Die Sonne ist ein Vertreter dieser gelben Sterne mit Oberflächentemperaturen um die 5500 K. H- und K-Linien nehmen weiterhin an Stärke zu und zudem gewinnen neutrale Metalllinien immer mehr an Bedeutung, während die Linien der ionisierten Metalle schwächer werden. Das G-Band wird sichtbar und in den Spektren der Riesen erkennt man CN-Linien.

- **Spektraltyp K:** Orange-gelbe Sterne mit einer Oberflächentemperatur um die 4000 K. Während H $\gamma$ -Linien und ionisierte Metalllinien nicht mehr signifikant sind, sind die Spektren geprägt von neutralen Metalllinien. Zudem sind die H- und K-Linien bei K0 am stärksten und TiO Bänder werden bei K5 sichtbar.
- **Spektraltyp M:** Auch bei diesen roten Sternen mit einer Oberflächentemperatur um die 3000 K bleiben die neutralen Metalllinien stark. Außerdem nimmt das TiO Band an Stärke zu und die Linie bei Ca I 4227 Å ist sehr stark.
- **Spektraltyp L:** Sehr rote Sterne, die im Temperaturbereich um die 2000 K liegen. Für frühe L Sterne verschwinden die TiO und VO Bänder, dafür erscheinen Banden von Metallhydriden, Alkalimetallen und Wasser.
- **Spektraltyp T:** Braune Zwerge<sup>2</sup> mit einer Oberflächentemperatur um die 1000 K mit sehr starken molekularen Absorptionsbänder wie H<sub>2</sub>O und CH<sub>4</sub>.

Die Temperaturabhängigkeit der verschiedenen Spektrallinien mit Einordnung zu ihren Spektralklassen ist in Abbildung 3 verdeutlicht.



**Abbildung 3:** Temperaturabhängigkeit der Spektrallinienstärken einiger Elemente (Karttunen et al. 2007)

<sup>2</sup>Bei braunen Zwergen findet zwar die Deuteriumfusion statt, jedoch sind sie nicht heiß genug um das Wasserstoffbrennen zu zünden. Ihre Massen liegen zwischen  $0.015 M_{\odot}$  und  $0.08 M_{\odot}$ , wobei  $M_{\odot}$  für die Sonnenmasse steht.

Die dazugehörigen Ionisierungsenergien der Elemente sind in Tabelle 1 aufgelistet. Da bei den heißen Sternen bereits viele Atome mehrfach ionisiert sind, tauchen von den neutralen und den einfach ionisierten Elementen, je nach Ionisierungsenergie, keine oder nur schwach ausgeprägte Absorptionslinien im Spektrum auf. Dies führt dazu, dass Spektren von kühlen Sterne weit mehr Linien aufweisen als die von heißen Sternen.

**Tabelle 1:** Ionisierungsenergien (Kramida et al. 2014)

Element	Ionisierungsenergie
	eV
H I	13,598
He I	24,587
He II	54,418
Si II	16,346
Si III	33,493
Si IV	45,142
Mg II	15,035
Fe I	07,903
Fe II	16,199
Ca I	06,113
Ca II	11,872

Im Folgendem wird auf eine genauere Betrachtung der Sterne mit Spektraltyp B, beruhend auf dem Buch von Kaler (1994), eingegangen. Von den hundert hellsten Sternen am Himmel sind ein Drittel B-Sterne. Ihre Massen liegen in dem Bereich von 3 bis 20 Sonnenmassen. B-Sterne umfassen einen großen Temperaturbereich, der bei B9 etwa 10 000 K beträgt und bis B0 bis ungefähr 25 000-30 000 K ansteigt. In ihren Spektren verlieren die Balmer-Linien mit zunehmender Temperatur an Stärke, da immer mehr Wasserstoffatome ionisiert werden. Zudem erkennt man erste Linien des neutralen Heliums bei B9, da hier die Temperatur erreicht ist um Heliumatome auf ihr zweites Energieniveau anzuregen. Mit erhöhter Temperatur nehmen diese Linienstärken bis B2 zu, um dort ihre maximale Stärke zu erreichen. Ab B2 nehmen diese Linien wieder ab, da ab hier die Temperatur so hoch ist um Heliumatome zu ionisieren. Bereits bei B0 ist die Temperatur so hoch, dass schwache He II Linien im Spektrum auftreten. Die meisten Metalllinien, bis auf eine geringe Anzahl von Absorptionslinien von Sauerstoff, Silizium und Kohlenstoff mit höheren Ionisationsstufen, sind bei den B-Sternen verschwunden, da diese durch die hohen Temperaturen bereits ionisiert sind. Vergleicht man Spektren von B-Sternen mit dem der Sonne, fällt auf, dass das Spektrum der Sonne weitaus mehr Linien aufweist (Fraunhofer fand mehr als 500 Absorptionslinien im Spektrum der Sonne und das ist nur ein winziger Bruchteil), obwohl sie meist ähnliche chemische Zusammensetzungen besitzen. Dies ist bedingt durch die niedrigere Oberflächentemperatur und den unterschiedlichen Ionisierungsenergien der Elemente. So befinden sich im Sonnenspektrum nur schwache Balmer-Linien, dafür jedoch weitaus mehr Metalllinien und die H- und K-Linien von Ca II sind im Sonnenspektrum die stärksten Linien.

Unterschiede der Absorptionslinien bei den verschiedenen Spektraltypen werden stark durch die Temperatur beeinflusst. Je nach Anregungs- und Ionisierungsenergien werden andere Linien sichtbar. So wird die oben erwähnte He II-Linie erst bei hoher Temperatur sichtbar, da die Energie, die benötigt wird um das Atom auf das zweite Niveau anzuregen, höher ist als die Energie, um Wasserstoff auf das zweite atomare Energieniveau anzuheben. Die Linienstärke und -form werden auch durch die Schwerebeschleunigung, Rotation des Sterns und die Anzahl der Absorber festgelegt. Inwiefern diese Parameter die Linien verändern, wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

Ein wichtiger spezieller Typ der Klasse B sind die Be-Sterne, auf die nun kurz eingegangen wird. Diese Sterne werden durch die charakteristischen Wasserstoff-Emissionslinien in ihren Spektren klassifiziert und als B-Emission oder kurz Be-Sterne bezeichnet. Sterne des Spektraltyps B besitzen im Durchschnitt sehr hohe Rotationsgeschwindigkeiten bis weit über  $200 \text{ km s}^{-1}$  (nach Kaler 1994). Aufgrund dieser hohen Geschwindigkeiten werfen manche Sterne Material aus und daraus bildet sich eine Scheibe entlang des Äquators um den Stern. Die Wasserstoff-Emissionslinien, die die photosphärische Absorption am kurz- und langwelligen Ende mehr überlagern als in der Mitte und deshalb dort eine Einsenkung aufzeigen, erscheinen am stärksten in  $H\alpha$  und verschwinden, außer bei Extremfällen, im Verlauf der Balmer-Serien. Zudem können sich Sterne zeitlich von B- zu Be-Sternen und umgekehrt verändern. Warum diese Veränderung auftritt und weshalb sich bei manchen Sternen eine Scheibe bildet und bei anderen schnellrotierenden Sternen nicht ist bislang ungeklärt.

## 4 Parameter der Modellatmosphäre

Sternspektren geben Informationen über die Atmosphäre eines Sterns. Das Modell dient zur Bestimmung der verschiedenen Parameter von dessen Atmosphäre. In dieser Arbeit wurde das Augenmerk auf fünf Parameter gelegt, die im Folgenden unter Verwendung der Literatur von Irrgang (2014), Gray (1992), Kaler (1994) und Weigert et al. (2009) erklärt werden.

### 4.1 Effektivtemperatur $T_{\text{eff}}$

Die Effektivtemperatur ist definiert als diejenige Temperatur, die ein schwarzer Körper besitzt, der denselben Strahlungsfluss aussendet wie der Stern. Der Strahlungsfluss  $F$  des Sternes pro Flächeneinheit seiner Oberfläche ist gegeben durch  $F = \frac{L}{4R^2\pi}$ , mit der Leuchtkraft  $L$  und dem Sternradius  $R$ . Die Effektivtemperatur ist durch das Stefan-Boltzmann Gesetz mit dem Strahlungsfluss wie folgt verknüpft:

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{F}{\sigma}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (1)$$

wobei  $\sigma$  für die Boltzmann Konstante steht. Wegen der Energieerhaltung ergibt sich für eine planparallele Atmosphäre

$$F(d) = \sigma T_{\text{eff}}^4 = \text{const.}, \quad (2)$$

wobei  $d$  für die geometrische Tiefe in der Atmosphäre steht. Damit wird die Temperaturschichtung als Funktion der Tiefe in der Atmosphäre bestimmt. Je höher die Effektivtemperatur ist, desto größer ist die Temperatur  $T(d)$ .

Atome und Elektronen besitzen mit zunehmenden  $T_{\text{eff}}$  eine höhere kinetische Energie.

Bei der Anregungstemperatur wird ein Teil der kinetischen Energie beim Zusammenstoß in Anregungsenergie überführt und das Atom wird auf ein höheres Energieniveau angehoben. Hierbei sind Elektronenstöße die Hauptanregungsmechanismen. Mit zunehmender Anregungstemperatur wächst die Besetzungsdichte höher angeregter Zustände auf Kosten der weniger hoch angeregten. Daher nehmen die Linienstärken, die zu den höher angeregten Zuständen gehören, mit zunehmender Anregungstemperatur erst zu, erreichen dann ein Maximum und nehmen dann wieder ab, wenn die Anregungstemperatur reicht um Atome auf das nächsthöhere Energieniveau anzuregen.

Bei der Ionisationstemperatur ist die Temperatur so hoch, dass ein Teil der kinetischen Energie in Ionisationsenergie übergeführt und das Atom ionisiert wird. Elektronenstöße sind hierbei ebenfalls die Hauptionisationsmechanismen. Die Besetzungsdichte der höher angeregten Ionisationsstufen nimmt mit wachsender Temperatur auf Kosten der weniger ionisierten zu. Somit sind Linien eines Elementes mit unterschiedlicher Ionisationsstufe gute Anhaltspunkte für die Bestimmung von  $T_{\text{eff}}$ , denn mit zunehmender Temperatur nimmt die Linie mit niedriger Ionisationsstufe ab, dafür diejenige mit der höheren Ionisationsstufe zu.



## 4.2 Schwerebeschleunigung $g$

Die Schwerebeschleunigung  $g$  wird logarithmisch  $\log(g(\text{cms}^{-2}))$  angegeben. Je größer sie ist, desto stärker ist die Atmosphäre komprimiert und desto höher sind die Dichten von Atomen, Ionen und Elektronen. Die Wahrscheinlichkeit eines Elektroneneinfangs, der sogenannten Rekombination, steigt mit wachsender Dichte und verschiebt das Ionisationsgleichgewicht zur niedrigeren Ionisationsstufe. Die Abstände der Atome, Ionen und der freien Elektronen zueinander werden mit höherer Dichte geringer und die Coulombkraft zwischen den Elementarteilchen wird verstärkt. Dadurch gewinnt ebenfalls der oben beschriebene Stark-Effekt, der proportional zur Elektronendichte ist, an Stärke und als Konsequenz wird eine Linienverbreiterung der Spektrallinien im Spektrum sichtbar. Bei B-Sternen sind die Flügel der Balmer-Linien als gute Indikatoren verwendbar, da diese durch den druckabhängigen linearen Stark-Effekt verbreitert werden. Im Gegensatz dazu ist bei kleiner Schwerebeschleunigung  $g$  die Atmosphäre weiter ausgedehnt und die Linienverbreiterung weniger stark ausgeprägt. Da eine niedrigere Elektronendichte herrscht, sinkt die Rekombinationswahrscheinlichkeit und es führt dadurch zu einem höheren Ionisationsgrad.

## 4.3 Radialgeschwindigkeit $v_{\text{rad}}$

Absorptionslinien im Sternspektrum sind durch ihre Wellenlängen bestimmt. Jedoch werden die Linien verschoben, wenn sich Lichtquelle und Beobachter relativ zueinander bewegen. Der Betrag dieser Wellenlängenänderung ist proportional zur Radialgeschwindigkeit, der Geschwindigkeit der Lichtquelle relativ zum Beobachter. Wenn sich die Lichtquelle dem Beobachter nähert, werden die Wellenlängen kürzer, da sie von der Eigengeschwindigkeit der Lichtquelle beeinflusst werden. Veranschaulicht wird ein Strom von Wellen vorgestellt, der von der Lichtquelle ausgeht. Der Beobachter zählt die Anzahl der Wellen, die pro Sekunde an ihm vorbeikommen, und errechnet die Frequenz von ihnen. Die Anzahl der Wellen pro Sekunde wird zunehmen, wenn sich die Quelle zum Beobachter bewegt. Somit erhöht sich die Frequenz, was mit einer kürzeren Wellenlänge einhergeht. Dadurch sind die Linien im Sternenspektrum zur blauen Seite verschoben und zwar umso mehr, je schneller sich die Lichtquelle zum Beobachter bewegt. Analog zu den oben angeführten Überlegungen ist ersichtlich, dass sich die Linien zu größeren Wellenlängen, also zur roten Seite hin, verschieben, wenn sich die Lichtquelle vom Beobachter entfernt. Dieses Phänomen wird als Doppler-Effekt bezeichnet und durch folgende Formel beschrieben:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_{\text{rad}}}{c} \quad (3)$$

Es ist  $v_{\text{rad}}$  die Radialgeschwindigkeit,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\lambda$  die tatsächliche Wellenlänge der Linie bei ruhender Quelle und  $\Delta\lambda$  die Verschiebung der Wellenlänge.

Ist also die wahre Wellenlänge der Linie bei ruhender Quelle bekannt, kann die Verschiebung berechnet werden.

Das Spektrum der Modellatmosphäre besitzt am Anfang die Radialgeschwindigkeit Null und somit die wahre Wellenlänge bei ruhender Quelle. Durch den Vergleich des beobachteten Spektrums eines Sterns kann die Wellenlängenverschiebung bestimmt werden und mit der Formel (3) errechnet sich dann die Radialgeschwindigkeit des beobachteten Sterns.

#### 4.4 Projizierte Rotationsgeschwindigkeit $v \sin(i)$

Die Rotationsgeschwindigkeit wird mit Hilfe des Doppler-Effektes gemessen. Bei der Rotation eines Sternes bewegt sich eine Seite auf den Beobachter zu und eine Seite vom Beobachter weg. Ersteres bringt eine Blauverschiebung, eine Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen, mit sich und letzteres führt zu einer Verschiebung zu längeren Wellenlängen, einer Rotverschiebung. Die Mitte des Sterns bleibt immer gleich weit vom Beobachter entfernt und hat somit keine verschobene Spektrallinie. Als Ergebnis erhält man für jede Linie eine Verbreiterung und Verflachung. Das Problem bei diesem Vorgehen die Rotationsgeschwindigkeit zu bestimmen liegt darin, dass der Winkel  $i$ , um welchen die Rotationsachse des Sterns im Bezug zur Blickrichtung geneigt ist, nicht bekannt ist. Ist die Rotationsachse des Sterns um den Winkel  $i = 0^\circ$  geneigt, also parallel zur Beobachtungsrichtung, erscheinen im Spektrum keine Dopplerverschiebungen, da sich keine Seite zum Beobachter hin oder weg bewegt. Somit lässt sich keine Aussage über die Rotationsgeschwindigkeit treffen, da das Spektrum immer gleich aussehen würde, egal wie schnell der Stern rotiert. Ist die Rotationsachse jedoch senkrecht zur Beobachtungsrichtung, also um  $i = 90^\circ$  geneigt, erhalten wir die volle Rotationsgeschwindigkeit anhand der Linienverbreiterung. Daher misst man nur die projizierte Rotationsgeschwindigkeit  $v \sin(i)$ . Die eigentliche Rotationsgeschwindigkeit des Sterns ist  $v$  und da der Wert von  $\sin(i)$  im Intervall von  $[0; 1]$  liegt, erhalten wir durch  $v \sin(i)$  einen Mindestwert für die wahre Rotationsgeschwindigkeit.

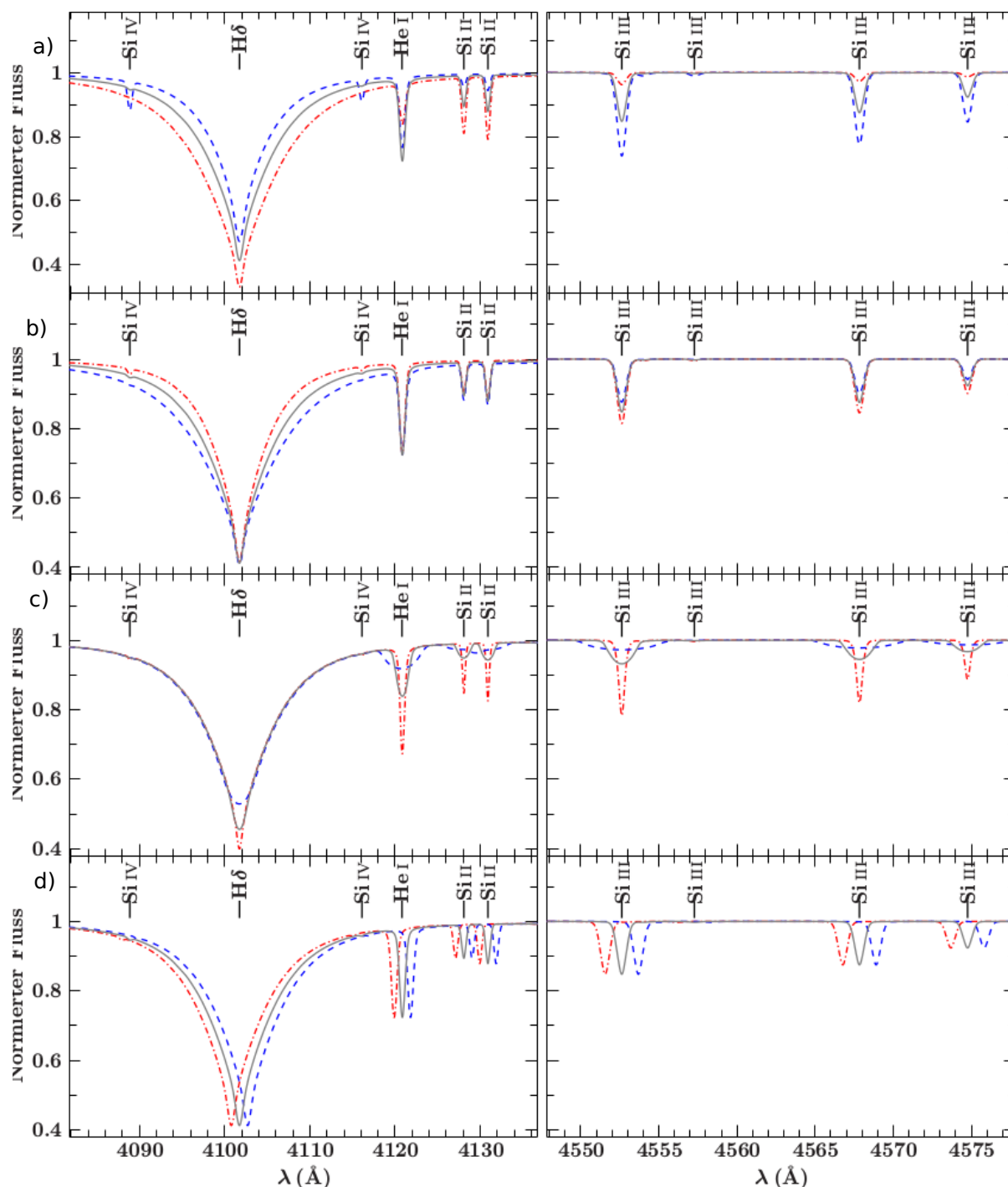
In Sternspektren von rotierenden Sternen macht sich dies durch breitere und flachere Linien bemerkbar als bei einem nicht rotierenden Stern.

#### 4.5 Makroturbulenz

Bei der Makroturbulenz handelt es sich um turbulente Bewegungen von Elementen in der Atmosphäre des Sterns auf makroskopischer Ebene, bei der die turbulenten Elemente so groß sind, dass Photonen vom Zeitpunkt ihrer Geburt bis zu dem Moment, wenn sie den Stern verlassen, in diesen Elementen verbleiben. Jedes Makroelement erzeugt ein komplettes Spektrum, das durch den Doppler-Effekt entsprechend der Geschwindigkeit des jeweiligen Elements verschoben ist. Aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten führt die Überlagerung dieser Spektren zu einer Verbreiterung der Spektrallinien.

#### 4.6 Elementhäufigkeit

Das Sternspektrum wird ebenso durch Elementhäufigkeiten beeinflusst. Je öfter ein Element in einem Stern vorkommt, desto höher die Partialdichte und Besetzungsdichten. Somit werden die betreffenden Linien umso stärker, je mehr Atome dazu beitragen.



**Abbildung 4:** Auswirkungen auf Spektren bei Veränderung der Parameter  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $v \sin(i)$  und  $v_{\text{rad}}$  anhand der  $H\delta$ -, einer Helium- und Siliziumlinien.

a) Variation des Parameters  $T_{\text{eff}}$ : schwarze Linie mit  $T_{\text{eff}} = 20\,000\text{ K}$ , blaue Linie mit  $T_{\text{eff}} = 25\,000\text{ K}$  und rote Linie mit  $T_{\text{eff}} = 15\,000\text{ K}$ .

b) Veränderung des Parameters  $\log g$ : schwarze Linie mit  $\log g = 4\text{ dex}$ , blaue Linie mit  $\log g = 4.4\text{ dex}$  und rote Linie mit  $\log g = 3.6\text{ dex}$ .

c) Variation des Parameters  $v \sin(i)$ : schwarze Linie mit  $v \sin(i) = 70\text{ km s}^{-1}$ , blaue Linie mit  $v \sin(i) = 180\text{ km s}^{-1}$  und rote Linie mit  $v \sin(i) = 0\text{ km s}^{-1}$ .

d) Veränderung des Parameters  $v_{\text{rad}}$ : schwarze Linie mit  $v_{\text{rad}} = 0\text{ km s}^{-1}$ , blaue Linie mit  $v_{\text{rad}} = 70\text{ km s}^{-1}$  und rote Linie mit  $v_{\text{rad}} = -70\text{ km s}^{-1}$ .

## 5 Sternhaufen NGC 3293

In dieser Arbeit wurde der Sternhaufen NGC 3293 analysiert. Sternhaufen sind perfekte Objekte, um die Theorie der Sternentwicklung zu testen, da die Sterne, die in einem Haufen enthalten sind, alle zur selben Zeit und mit derselben Entfernung zur Erde aus derselben Gaswolke entstanden sind und somit dieselbe chemische Zusammensetzung besitzen. Der Cluster NGC 3293, 8000 Lichtjahre von der Erde entfernt, liegt in der Carina Region. Obwohl er im Eta Carina Nebel eingebettet ist, ist er relativ frei von Nebelschleiern. Er wurde im Jahre 1751 vom französischen Astronomen Nicolas-Louis de Lacaille entdeckt und ist mit einem Alter von unter 10 Millionen Jahren ein junger Cluster. NGC 3293 ist ein kompakter Haufen mit vielen Sternen. Die Rötung durch interstellare Materie ist moderat.

Doch nicht jeder Stern hat die gleiche Erscheinung, obwohl man glaubt, dass fast alle Sterne in diesem Haufen in einem einzigen Schub geboren wurden. Manche erscheinen aufgrund der Entwicklungszeit wie „Kinder“, andere wie „Erwachsene“. Dadurch ist es möglich zu untersuchen warum sich Sterne mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsraten entwickeln (nach ESO & Abteilung für Bildungs- und Öffentlichkeitsarbeit 2014).



**Abbildung 5:** Sternhaufen NGC 3293

(Quelle: <http://www.robendlerastropics.com/NGC3293SS.jpg>, Abruf: 22.02.2015)

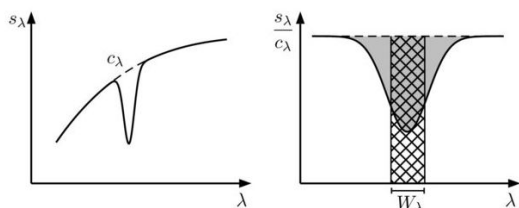
## 6 Methoden zur Bestimmung der Parameter nach Dufton et al. (2006)

Die FLAMES Spektren der Sterne aus dem Sternhaufen NGC 3293 wurden bereits von Dufton et al. (2006) analysiert. Es wurde eine andere Analysetechnik angewandt, die im Folgenden beschrieben wird.

### 6.1 Bestimmung von $T_{\text{eff}}$ und $\log g$

Zur Auswertung der Spektren benutzten Dufton et al. (2006) abhängig vom Spektraltyp verschiedene Ansätze, um  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  in einem iterativen Prozess zu bestimmen.

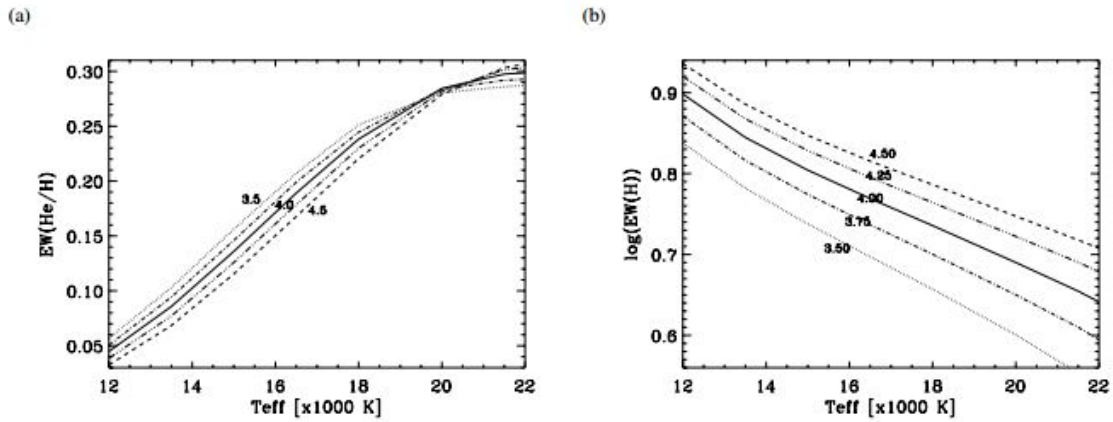
Die Mehrheit der Sterne, die in dem Cluster NGC 3293 untersucht wurden, sind vom Spektraltyp B2 bis B8. Für diese Sterne wurden Wasserstoff- und neutrale Heliumlinien in Betracht gezogen, um  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  zu bestimmen. Das Verhältnis der Linienstärke von Wasserstoff und neutralem Helium ist bei diesen Spektraltypen sensitiv auf  $T_{\text{eff}}$ . Dufton et al. (2006) stützen ihre Analyse auf die Untersuchung von Äquivalentbreiten.



**Abbildung 6:** links: Spektrum mit interpoliertem Kontinuum und rechts: Äquivalentbreite unterhalb des normierten Kontinuums (Weigert et al. 2009)

Die Äquivalentbreite ist ein Maß für die Stärke einer Absorptionslinie. Sie ist definiert als die rechteckige Fläche unterhalb des normierten Kontinuums, die dieselbe Menge der absorbierten Strahlungsenergie enthält, wie die Spektrallinie selbst (Weigert et al. 2009). Abbildung 6 verdeutlicht diese Definition. Bei der neutralen Heliumlinie bei 4026 Å wird die Äquivalentbreite, angesetzt mit einem Kontinuum von  $\pm 6$  Å

entfernt vom Linienzentrum, gemessen. Für schwache, spitze Linien wurde ein engerer Bereich zur Messung der Äquivalentbreite eingeführt. Im Gegensatz dazu wurde die Äquivalentbreite von  $H\gamma$  und  $H\delta$  mit einem Kontinuum von  $\pm 16$  Å vom Linienzentrum entfernt gemessen und ein Mittelwert gebildet. Anhand der Wasserstofflinien erhält man zudem ein zuverlässiges Ergebnis für die Bestimmung von der Schwerebeschleunigung über die gesamte Temperaturspanne hinweg. Diagnostische Graphen (siehe Abbildung 7) wurden vom synthetischen Spektrum, das mithilfe des Modellatmosphären Codes TLUSTY/SYNSPEC berechnet wurde, abgeleitet. Durch einen iterativen Prozess werden nun die Parameter  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  bestimmt. Dabei wurde für die Heliumhäufigkeit der solare Wert und die Mikroturbulenzgeschwindigkeit von  $5 \text{ km s}^{-1}$  angesetzt. Im ersten Schritt wird  $\log g$  auf einen Wert von 4,0 dex gesetzt und das Verhältnis der oben genannten Äquivalentbreiten von Helium und Wasserstoff im beobachteten Spektrum mit den Werten des theoretischen Spektrums verglichen. Alle Messungen der Äquivalentbreiten wurden sowohl im beobachteten als auch im theoretischen Spektrum mit demselben Kontinuum angesetzt. So erhält man einen Anfangswert  $T_{\text{eff}}$ . Im zweiten Schritt wird der Anfangswert  $T_{\text{eff}}$



**Abbildung 7:** Diagnostische Graphen: (a) Das Verhältnis der Äquivalentbreite (EW) von der He I-Linie bei 4026 Å zu dem Mittelwert der Äquivalentbreite von H $\gamma$  und H $\delta$  aufgetragen über  $T_{\text{eff}}$  für verschiedene  $\log g$  (b) Mittelwert der Äquivalentbreite von H $\gamma$  und H $\delta$  logarithmisch aufgetragen über  $T_{\text{eff}}$  für verschiedene  $\log g$  (Dufton et al. 2006)

genommen und die Äquivalentbreite in beiden Spektren verglichen. Diese verändert sich bei festen  $T_{\text{eff}}$  mit der Änderung von  $g$  und ergibt so einen Schätzwert von  $g$ . Diese Prozedur wird solange wiederholt bis eine Konvergenz für beide Parameter erreicht ist.

Für Sterne des Spektraltypes B0.5-B1.5 wurde das Silizium-Ionisationsgleichgewicht zur Bestimmung von  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  herangezogen, da die Helium-Linien bei einer Effektivtemperatur von über 20 000 K keine guten Indikatoren sind. Es wurde ein fester  $\log g$  Wert,  $\log g = 4,0$  dex für Zwerge und  $\log g = 3,0$  dex für Riesen, sowie eine Mikroturbulenz von  $5 \text{ km s}^{-1}$  angenommen. Durch das Modellatmosphäregitter und der relativen Stärke von Si III/IV wurde der Anfangswert  $T_{\text{eff}}$  abgeschätzt. Diese Temperaturabschätzung wurde nun benutzt um  $g$  anhand der Balmer-Linien, durch Vergleich der beiden Spektren, zu bestimmen. Dies wird solange iterativ durchgeführt bis Konvergenz eintritt. Jedoch ist diese Methode nicht für schnellrotierende Sterne anwendbar, da im Spektrum Silizium-Linien schlecht beobachtbar sind. Zur Abhilfe wurden Temperaturschätzungen an Sternen mit schmalen Linien durchgeführt, da die relative Stärke und somit die Äquivalentbreite unabhängig von der Rotation sind. Die geschätzte Temperatur wurde repräsentativ für die anderen Sterne des gleichen Spektraltyps übernommen. Bei den Spektraltypen O und B0 sind die Temperaturen so hoch, dass sie am Rande oder ganz außerhalb vom TLUSTY-Gitter liegen. Zudem kann es bei heißen Sternen zum Sternwind kommen. Deswegen wurden diese Typen mit dem Modellatmosphärencode FASTWIND analysiert. Für die meisten O-Sterne wurde  $T_{\text{eff}}$  durch Anpassung der beobachteten und theoretischen Spektren bei den neutralen und einzelnen ionisierten Helium-Linien bestimmt. Bei O9-B0 wurde das Silizium-Ionisationsgleichgewicht benutzt um  $T_{\text{eff}}$  zu bestimmen. Zur Bestimmung von  $g$  wurden die Flügel der Balmer-Linien der beiden Spektren verglichen. Dabei wurde mehr Wert auf die höheren Serienmitglieder der Balmer-Linien gelegt, da die niedrigeren vom Sternwind betroffen sind.

### 6.1.1 Korrektur von $T_{\text{eff}}$ und $\log g$ bei schnellrotierenden Sternen

Für schnellrotierende Sterne erwies sich die Analysestrategie als unzureichend. Da es sich bei dem Cluster NGC 3293 um einen jungen Cluster handelt, wird vermutet, dass die meisten Sterne auf der Hauptreihe liegen. Jedoch wurde festgestellt, dass circa 40% der Sterne eine Schwerebeschleunigung unter 3,70 dex aufweisen und somit näher an den Werten eines Riesen oder Überriesen liegen als an den Hauptreihensternen. Der Grund für diesen systematischen Fehler sahen Dufton et al. darin, dass die Messung der Äquivalentbreiten der Wasserstoff- und Heliumlinien wegen der immer gleichen Einschränkung des Wellenlängenbereiches, unabhängig von der Rotation, einen Mangel aufweisen. Somit kann es bei schnell rotierenden Sternen vorkommen, dass das Kontinuum für stark verbreiterte Linien nicht ausreichend breit angesetzt wurde und daher die Äquivalentbreite unterschätzt wurde. Dieser Fehler wird umso größer, je höher die projizierte Rotationsgeschwindigkeit ist. Deswegen wurden die, durch die oben beschriebenen Methoden gefundenen, atmosphärischen Parameter  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  von Dufton et al. korrigiert, indem in theoretische Spektren die Rotationsabhängigkeit eingearbeitet wurde. Die atmosphärischen Parameter, die aus der neuen Äquivalentbreite resultierten, wurden mit den ursprünglichen Parametern verglichen. Der Unterschied dieser Parameter gibt den Korrekturfaktor an.

## 6.2 Bestimmung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit

Bei der Analyse der projizierten Rotationsgeschwindigkeit  $v \sin(i)$  wurden die Helium I-Linien verwendet, da die Wasserstofflinien eine zu große intrinsische Breite aufweisen und es deshalb zu Schwierigkeiten bei der Unterscheidung der Effekte von Rotation und den atmosphärischen Parameter kommen kann. Es wurde vor allem die Helium I-Linie bei 4026 Å herangezogen, weil diese bei den meisten Sternen ausgeprägt ist. Zusätzlich wurde sie schon bei der Temperaturschätzung benutzt. Für jeden Stern wurde ein theoretisches Spektrum gewählt, das am besten mit dem Modell mit den bereits geschätzten Parametern übereinstimmt. Um eine Diskrepanz der Linienstärken der beiden Spektren zu verringern, wurde das Modell skaliert, indem man das Verhältnis der Äquivalentbreiten benutzte. Da die Flügel der Linie eine große Rolle für die Bestimmung von  $v \sin(i)$  darstellen, wurden diese mit einbezogen, indem Dufton et al. (2006) im Vergleich zu vorher ein breiteres Kontinuum von  $\pm 10$  Å vom Linienzentrum verwendete. Nun wurde das beobachtete Spektrum mit Spektren unterschiedlicher  $v \sin(i)$  des skalierten Modells verglichen und durch Testen, bei welchem  $v \sin(i)$  das minimalste  $\chi$ -Quadrat erhalten wurde, der beste Fit gefunden. Jedoch ist diese Analyse für Sterne mit sehr schmalen Linien aufgrund der intrinsischen Breite der Helium I-Linien nicht zuverlässig. Deshalb wurde für Sterne mit  $v \sin(i) \leq 50 \text{ km s}^{-1}$  eine zusätzliche Analyse der Si III Linie bei 4552 Å oder der Mg II Linie bei 4481 Å, je nach Temperatur des Sternes, durchgeführt.

### 6.3 Bestimmung der Radialgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeit benutzten Dufton et al. (2005) die Doppler-Verschiebung von  $H\gamma$ ,  $H\delta$ ,  $H\epsilon$  und  $H8$ . Um die Zentren dieser Linien festzulegen, wurde entweder eine manuelle Abschätzung zur Bestimmung der Position, bei der die Linie minimalste Intensität aufweist, vorgenommen oder es wurde ein Gaußfit an die Balmerlinienkerne, in einer Region von  $\pm 3 \text{ \AA}$  von der Mitte entfernt, durchgeführt. Bei den Spektren, bei denen die Linien spitz und asymmetrisch waren, lieferte diese Methode keine guten Ergebnisse. Hier wurde die Mitte der Linie durch manuelle Messungen festgesetzt.



## 7 Analyse der Sternspektren

Die FLAMES Spektren der 126 Sterne des Sternhaufens NGC 3293 wurden nun mit der im Folgenden beschriebenen Analysetechnik untersucht. Dabei wurden die Parameter gleichzeitig und nicht wie bei der Methodik von Dufton et al. (2006) iterativ oder einzeln bestimmt. Somit werden alle Effekte der Parameter, die sich gegenseitig beeinflussen, im Spektrum simultan berücksichtigt. Dies bietet den Vorteil, dass die Effektivtemperatur und die Schwerebeschleunigung in Abhängigkeit von der projizierten Rotationsgeschwindigkeit bestimmt und im Vergleich zu Dufton et al. (2006) keine zusätzliche Korrektur durchgeführt werden. Zugleich werden die Parameter an allen Linien überprüft, indem das gesamte theoretische Spektrum mit dem beobachteten Spektrum verglichen wird und übereinstimmen soll. Bei Dufton et al. (2006) hingegen wurden nur einzelne Linien betrachtet und anhand derer die Parameter bestimmt. Zusätzlich wurde eine „Qualitätssicherung“ durchgeführt, indem bei einer manuellen Überprüfung nochmal über das Spektrum geschaut wurde, ob der Fit mit dem beobachteten Spektrum gut übereinstimmt. Es kann vorkommen, dass die Fitprozedur in ein Nebenminima gelangt und es ist nicht sicher, dass das globale Minimum tatsächlich gefunden wurde. Dufton et al. (2006) haben auf eine solche Überprüfung verzichtet.

Die Spektren der hellsten Sterne, 3293-001 bis 3293-020 (mit Ausnahme von 3293-016) wurde der „Fibre-Fed, Extended Range Optical Spectrograph“ (FEROS) mit einer Auflösung von  $R \approx 48\,000$  und einem Wellenlängenbereich von 3600 bis 9200 Å verwendet, während die anderen mit dem „Fibre Large Array Multi-Element Spectrograph“ FLAMES mit einer Auflösung von  $R \approx 20\,000$  und einem Wellenlängenbereich von 3950 bis 4755 Å und 6380 bis 6620 Å spektroskopiert wurden (Dufton et al. 2006). Die Auflösung ist definiert als  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ , wobei  $\Delta\lambda$  für das kleinste im Spektrum noch aufgelöste Wellenlängenintervall steht (Irrgang 2014). Je höher die Auflösung, desto feinere Details sind im Spektrum erkennbar. Die Qualität der Spektren hängt neben der Auflösung auch vom Signal-Rausch-Verhältnis S/N (SNR) ab. Je höher dieses ist, desto niedriger sind die Schwankungen im Spektrum und desto besser ist die Qualität. Die Sternspektren wurden nun im Hinblick zur Bestimmung der oben genannten Parameter mit den Modellen ATLAS (Kurucz 1996), DETAIL (Butler & Giddings 1985; Giddings 1981) und SURFACE (Butler & Giddings 1985; Giddings 1981) untersucht. Hierbei berechnet SURFACE die Spektren basierend auf der Atmosphärenstruktur von ATLAS12 und den Besetzungszahlen von DETAIL. Sie wurden mit dem Programm ISIS (nach Houck & Denicola 2000) betrachtet und anschließend wurde anhand des Spektrums und der unterschiedlichen Liniestärken entschieden, welches Modellgitter zu wählen ist. Zur Spektralanalyse standen drei Gitter zur Auswahl bereit. Das kühle Gitter hat einen Temperaturbereich von 12 000 K bis 26 000 K, das mittlere Gitter reicht von 18 000 K bis 29 000 K und das heiße Gitter von 28 000 K bis 34 000 K. Nachdem das Gitter ausgewählt wurde, konnten nun erste Schätzwerte für Parameter eingegeben werden. Die Schätzung der Radialgeschwindigkeit erfolgte anhand der Verschiebung der verschiedenen Linien, hauptsächlich an den Balmer-Linien. Das theoretische Spektrum wurde hierbei so verschoben, dass die Position von den Linien mit denen aus dem beobachtbaren Spektrum übereinstimmen. Für die Bestimmung der Effektivtemperatur wurde zuerst auf die Balmer-Linien geachtet.

Zur Erzeugung der Balmer-Linie benötigt man neutrale Wasserstoffatome, die auf das erste Niveau  $n=2$  über den Grundzustand angeregt sind. Wird nun ein Elektron von diesem ersten Niveau in höhere Niveaus angeregt, entstehen die Balmer-Linien. Bei den B-Sternen nehmen ihre Linien mit zunehmender Temperatur ab. So werden nun verschiedene  $T_{\text{eff}}$ -Werte ausprobiert und der Wert, bei dem sich die beste Übereinstimmung von beobachteten und theoretischen Spektrum ergab, als besten Startwert angenommen. Um die Schwerebeschleunigung zu ermitteln, werden die Flügel der Balmer-Linien betrachtet und diese durch Veränderung des Wertes  $\log g$  im theoretischen Spektrum an das Beobachtete angeglichen. Jedoch muss beachtet werden, dass sich  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  gegenseitig beeinflussen. Wird eine höhere Effektivtemperatur gewählt, so werden die Balmer-Linien im theoretischen Spektrum schwächer und ihre Breite nimmt ab. Um diese Abnahme der Breite auszugleichen, wird eine höhere Schwerebeschleunigung angesetzt. Ist eine niedrigere Schwerebeschleunigung gewählt, können die Flügel der Balmer-Linien durch eine niedrigere Temperatur verbreitert werden. Deswegen wurden auch noch andere chemische Elemente, hauptsächlich Helium-Linien, bei der Bestimmung von  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  in Betracht gezogen. Im Anschluss wurde der Schätzwert der projizierten Rotationsgeschwindigkeit an der einzeln stehenden Helium I-Linie bei ca.  $4713 \text{ \AA}$  bestimmt. Hierzu wurde die Breite der Linie im theoretischen Spektrum an das beobachtete Spektrum angepasst. Jedoch war diese Linie bei Spektren geringer Qualität nicht mehr verwendbar und es mussten andere Linien in Betracht gezogen werden. Die Helium-Häufigkeit wurde als solarer Wert mit  $\log(n(\text{He}))=-1,06$  angenommen, wobei  $n$  den Teilchenbruchteil und nicht den Massenbruchteil bezeichnet. Nachdem für diese Parameter Startwerte bestimmt wurden, startete nun ein durch den Computer durchgeführter Fit, indem die Parameter so angepasst werden, dass der bestmögliche Fit zum beobachteten Spektrum mit dem niedrigsten  $\chi$ -Quadrat erreicht wird. Tabelle 2 listet die ermittelnden Parameter, mit den Parametern nach Dufton et al. (2006) (gekennzeichnet durch D) als Vergleich daneben, und das Signal zu Rausch Verhältnis auf. Dabei wurde dieselbe Reihenfolge gewählt wie bei Dufton et al. (2006), bei denen die leuchtkräftigsten Sterne am Anfang der Tabelle stehen. Es konnten nicht alle von Dufton et al. (2006) spektroskopierten Sterne untersucht werden. Aus folgenden Gründen wurden Sterne ausgeschlossen:

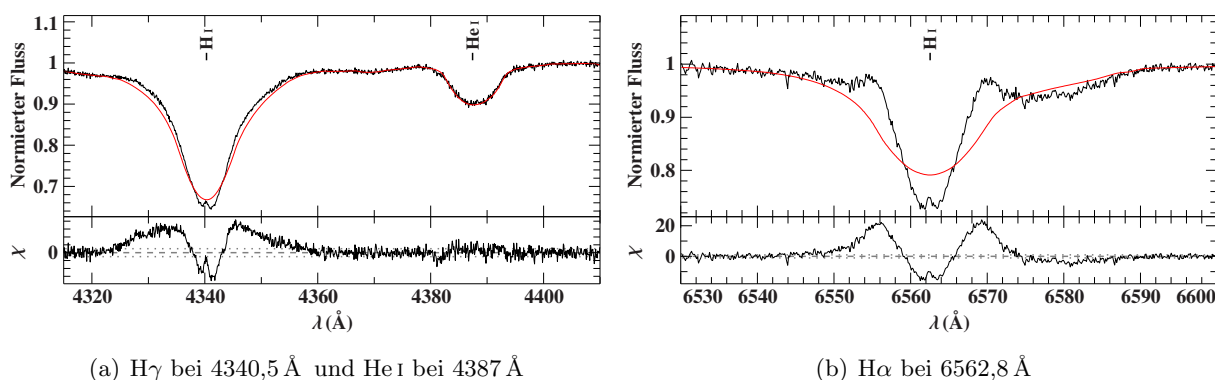
- Sterne vom Spektraltyp A, da sie zu niedrige Temperaturen aufweisen, die nicht von den verfügbaren Gittern abgedeckt werden. Dies sind:

3293-009, 3293-036, 3293-039, 3293-042, 3293-044, 3293-046, 3293-051, 3293-052, 3293-054, 3293-055, 3293-058, 3293-060, 3293-064, 3293-068, 3293-071, 3293-076, 3293-078, 3293-079, 3293-081, 3293-088, 3293-091, 3293-092, 3293-101, 3293-102, 3293-103, 3293-110, 3293-112, 3293-119, 3293-121, 3293-122, 3293-126

- Spektrum des Sterns 3293-083 ist von zu schlechter Qualität ( $S/N = 7$ )
- Be-Sterne mit Emission in  $H\alpha$ : 3293-011, 3293-022, 3293-027, 3293-032, 3293-040, 3293-045  
Diese sind nicht mit dem oben genannten Modell analysierbar und können somit nicht zum Vergleich herangezogen werden.

Dufton et al. (2006) identifizierten alle diese Sterne korrekt als Be-Sterne, außer den Stern 3293-032, und führten trotzdem (bis auf den Stern 3293-011, da dieser zu starke Emissionslinien aufweist) eine Analyse durch. Die Ergebnisse dieser Analyse der Be-Sterne werden in dieser Arbeit nicht weiter überprüft. Jedoch übersahen sie den bereits oben genannten Stern 3293-032. Dieser zeigt in seinem Spektrum bei  $H\alpha$  schwache Emissionslinien. In Abbildung 8 wurden Auschnitte des beobachteten Spektrums und des synthetischen Spektrums mit den Werten von Dufton et al. (2006) mit dem in dieser Arbeit verwendeten Modell übereinander geplottet. In Abbildung 8(a) erkennt man, dass die Kerne und die Flügel der beiden Linien bei  $H\gamma$  nicht übereinstimmen. Um zu einer Übereinstimmung zu gelangen müssten  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  verringert werden. Zudem zeigt Abbildung 8(b) eine große Diskrepanz zwischen den beiden Spektren in der  $H\alpha$ -Linie.

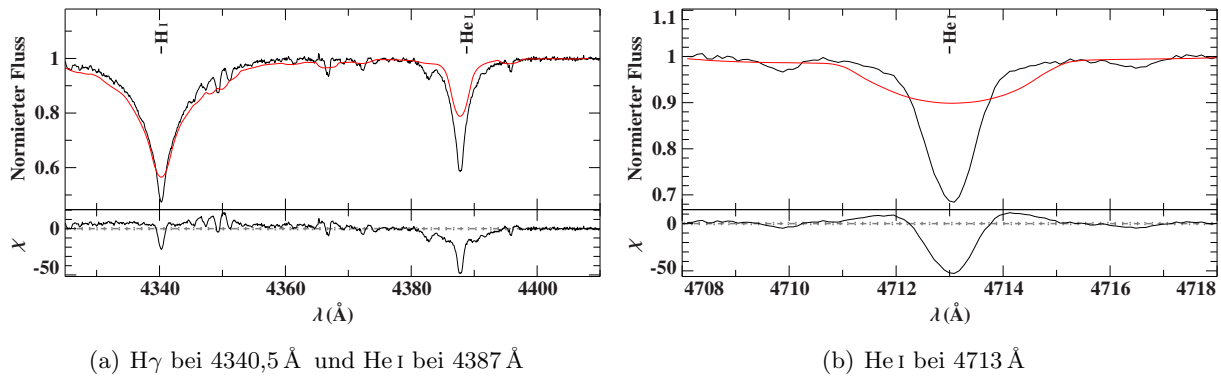
Da Stern 3293-032 nicht als Be-Stern festgestellt wurde und für Be-Sterne detailliertere Analysen durchgeführt werden müssen, wird angenommen, dass Dufton et al. (2006) solche nicht ausarbeitete und daher die bestimmten Parameter fehlerbehaftet sein könnten.



**Abbildung 8:** Auschnitte aus dem Spektrum des Be-Sterns 3293-032. Die schwarze Linien zeigen das beobachtete Spektrum, die rote Linien das synthetische Spektrum berechnet mit den von Dufton et al. (2006) angegebenen Parametern

- Die pekuliären Sterne: 3293-034, 3293-072

Ersterer weist anomal starke Heliumlinien auf und ist somit nicht unter der Annahme solarer Heliumhäufigkeit, wie das hier verwendete Modell, analysierbar. Dufton et al. (2006) haben ebenfalls diesen Stern als pekuliär erkannt und analysiert. Es ist ungewiss, ob sie in diesem Falle solare Heliumhäufigkeit angenommen haben oder nicht. Abbildung 9 zeigt, dass das beobachtete und das synthetische Spektrum nach Dufton et al. (2006) nicht übereinstimmen. Die Unterschiede in den Kernen und den Flügeln der  $H\gamma$ - und der He I-Linie sind sehr groß, was auf eine fehlerhafte Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung hinweist. Zudem stimmt auch die projizierte Rotationsgeschwindigkeit nicht überein, wie in Abbildung 9(b) deutlich wird. Die Rotationsgeschwindigkeit nach (Dufton et al. 2006) ist viel zu hoch für dieses Spektrum. Daher werden die Ergebnisse dieser Parameter verworfen.



**Abbildung 9:** Stern 3293-034: Die schwarze Linie zeigt das beobachtete Spektrum, die rote Linie das synthetische Spektrum berechnet mit den von Dufton et al. (2006) angegebenen Parametern

Die Elementhäufigkeiten des zweiten Sterns 3293-072 liegen außerhalb des Gitters. Im Spektrum sind nur schwache Heliumlinien vorhanden, stattdessen sind Si II- und Fe II/III-Linien stärker ausgeprägt. Auch Dufton et al. (2006) analysierten diesen Stern nicht.

## 8 Vergleich der Parameter $T_{\text{eff}}$ , $\log g$ und $v \sin(i)$

In Abbildung 10 werden die Resultate unserer Ergebnisse für  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  und  $v \sin(i)$  mit denen von Dufton et al. (2006) verglichen, indem die Differenzen betrachtet werden.

10(a) zeigt den Verlauf der prozentualen  $T_{\text{eff}}$ -Differenzen als Funktion von  $T_{\text{eff}}$ . Da bei der Analyse ein relativer Fehler von 2% angenommen wird, wurde zusätzlich der Fehlerbereich von -2 bis +2% eingezeichnet. Es ist ein deutlicher Trend zu erkennen. Bei  $T_{\text{eff}} \leq 20\,000$  K liegen die ermittelten Werte meist um ca. 5% niedriger als die Werte von (Dufton et al. 2006) und für  $T_{\text{eff}} > 20\,000$  K sind die ermittelten Werte bis zu 20% höher als die von Dufton et al. (2006). Zudem sind zwei Ausreißer vorhanden. Der Stern 3293-014 gehört mit fast 20% zu einen der zwei Ausreißer. Dieser hat jedoch ein vergleichsweise niedriges SNR von 40 und obwohl ein großer Unterschied in der Effektivtemperatur vorhanden ist, sehen dank der hohen Schwankungen im Spektrum beide theoretischen Verläufe dem beobachteten Spektrum ähnlich. Daher lassen sich für diesen Stern keine genaueren Aussagen treffen. Der zweite Ausreißer ist der Stern 3293-029 in der Abbildung am unteren Rand. Das bedeutet, dass der Wert von Dufton et al. (2006) für  $T_{\text{eff}}$  deutlich höher ist als der Ermittelte. Auf diesen Stern wird später näher eingegangen.

In Abbildung 10(b) ist die Schwerebeschleunigung und deren Differenzen, von denen die meisten in einem Bereich von  $[-0,20 \text{ dex}; 0,20 \text{ dex}]$  liegen, dargestellt. Da bei der Analyse von einem systematischen Fehler von  $\pm 0,15 - 0,20 \text{ dex}$  ausgegangen wird, stimmt der Großteil der ermittelten Werte für  $\log g$  mit denen von Dufton et al. (2006) überein. Die beiden Ausreißer sind wiederum Stern 3293-029 mit einer Differenz von  $-0,70 \text{ dex}$  und Stern 3293-020 mit einem Unterschied von  $0,60 \text{ dex}$ , auf den später ebenfalls genauer eingegangen wird.

Die prozentuale  $v \sin(i)$  Differenz über  $v \sin(i)$  ist in Abbildung 10(c) aufgetragen. Bei der Analyse für  $v \sin(i)$  wird ein systematischer Fehler von  $\pm 5\%$  angenommen.

Es ist kein eindeutiger Trend zu erkennen. Bei den meisten Sternen sind die ermittelten  $v \sin(i)$  etwas geringer wie die von Dufton et al. (2006). Dies ist auch zu erwarten, da bei den ermittelten Werten bei der Analyse der Spektren zusätzlich die Makroturbulenz  $\zeta$ , die ebenfalls für eine Verbreiterung der Linien sorgt, mitbestimmt wurde. Diese muss neben  $v \sin(i)$  zum Vergleich mit  $v \sin(i)$  (D), die  $\zeta$  nicht zusätzlich bestimmt haben, in Betracht gezogen werden durch  $\sqrt{(v \sin(i))^2 + \zeta^2} = v \sin(i)$  (D). Daher bildet  $v \sin(i)$  eine untere Grenze für  $v \sin(i)$  (D). Deshalb sind die höheren positiven Differenzen erstaunlich und könnten auf einen Fehler von Dufton et al. (2006) bei der Bestimmung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit hinweisen.

Zudem wurde in Abbildung 11(a) die Differenz von  $T_{\text{eff}}$  und  $T_{\text{eff}}$  (D) über  $\log g$  und in 11(b) die Differenz von  $\log g$  und  $\log g$  (D) über  $T_{\text{eff}}$  aufgetragen. In Ersterer ist ein Trend für  $\log g > 3.6$  vorhanden. Ab diesen Wert liegen die ermittelten  $T_{\text{eff}}$ -Werte gehäuft unterhalb den von Dufton et al. (2006) bestimmten  $T_{\text{eff}}$ -Werten. In Letzterer ist ebenfalls eine leichte Tendenz erkennbar. Mit höherer Temperatur nimmt die Diskrepanz zwischen den  $\log g$  Werten zu, wobei Ausreißer bei den niedrigeren Temperaturen eher negative Differenzen und bei höheren Temperaturen tendenziell positive Differenzen aufweisen.

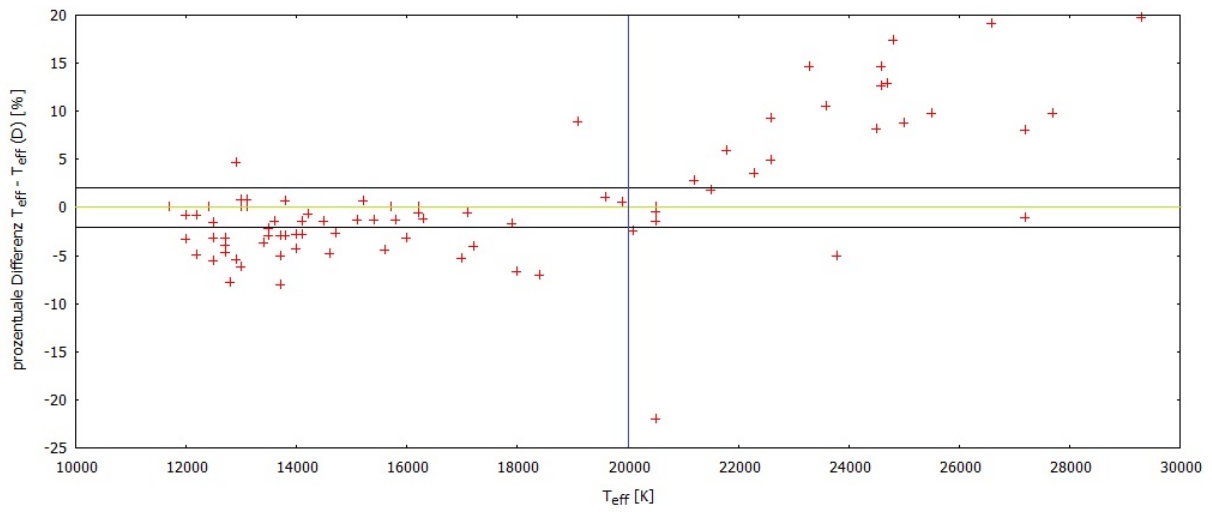
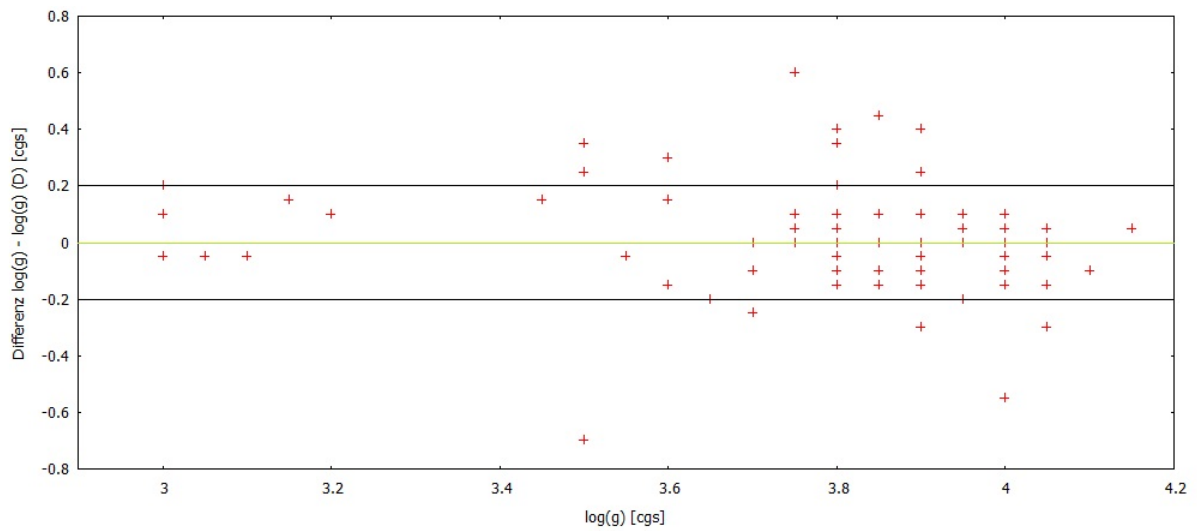
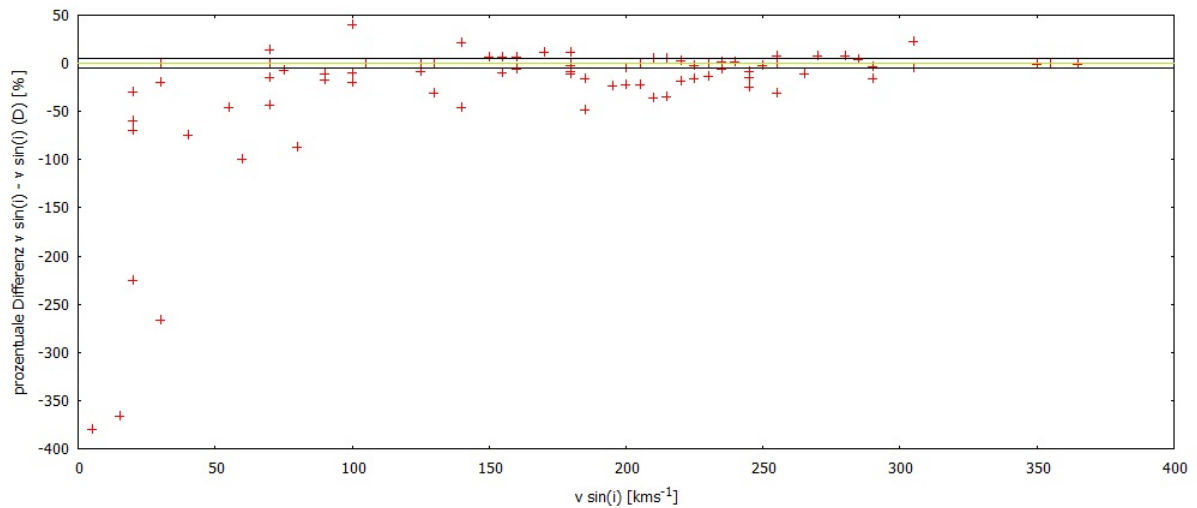
(a) Prozentuale Differenz von  $T_{\text{eff}}$  und  $T_{\text{eff}}(D)$  aufgetragen über  $T_{\text{eff}}$ (b) Differenz von  $\log g$  und  $\log g(D)$  aufgetragen über  $\log g$ (c) Prozentuale Differenz von  $v \sin(i)$  und  $v \sin(i)(D)$  aufgetragen über  $v \sin(i)$ 

Abbildung 10

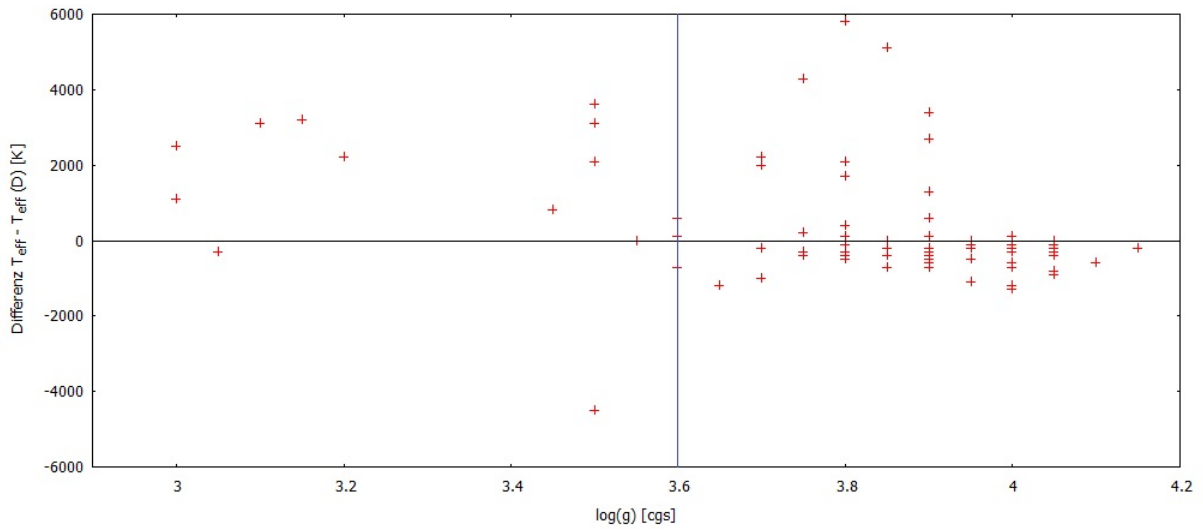
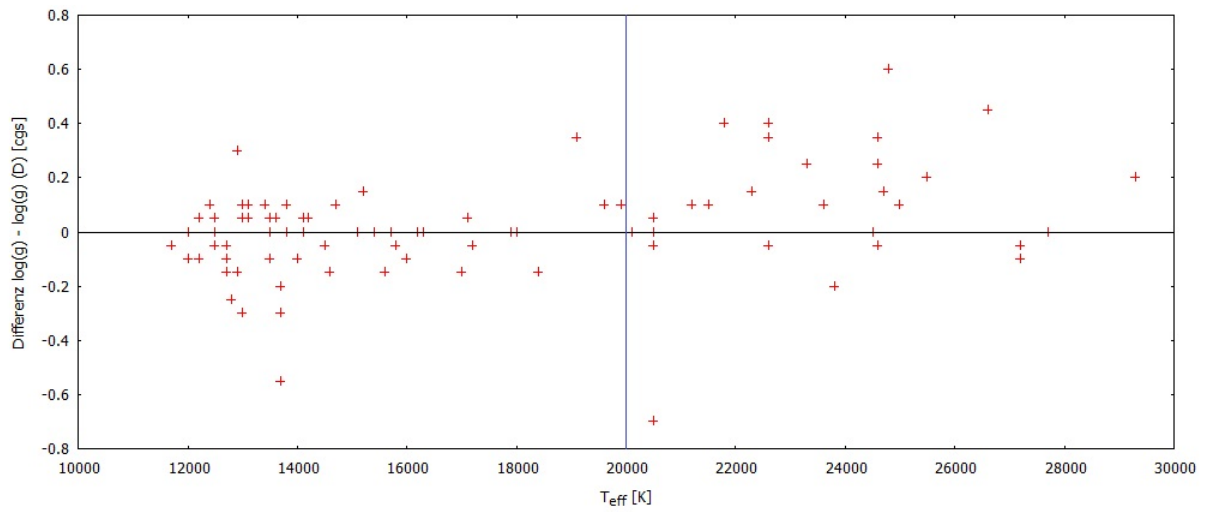
(a) Differenz von  $T_{\text{eff}}$  und  $T_{\text{eff}}(D)$  aufgetragen über  $\log g$ (b) Differenz von  $\log g$  und  $\log g(D)$  aufgetragen über  $T_{\text{eff}}$ 

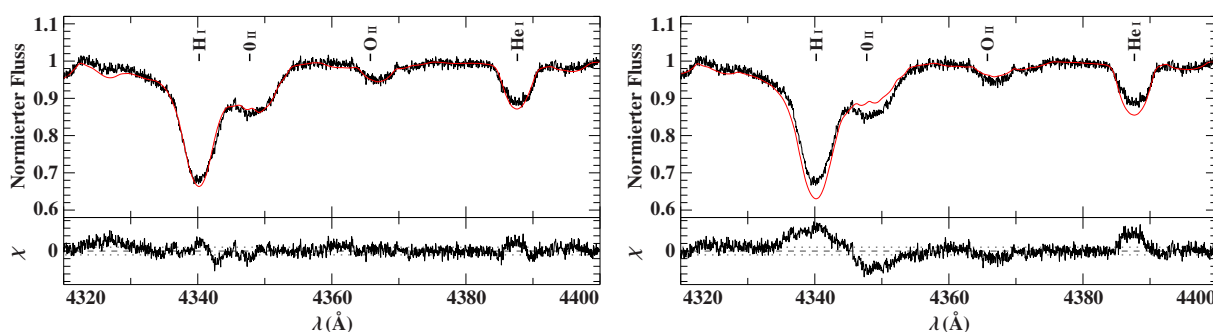
Abbildung 11

## 8.1 Untersuchung einzelner Sterne

In der Mehrzahl der Fälle stimmen unsere Ergebnisse mit denen von Dufton et al. (2006) überein beziehungsweise folgen den oben besprochenen Trends. Es gibt jedoch eine Reihe von Fällen in denen Parameter diskrepant sind, die einer eingehenden Untersuchung bedürfen.

In den folgenden Abbildungen wird das beobachtete Spektrum (schwarze Linie) im Vergleich zum synthetischen Spektrum (rote Linie), berechnet mit den Modellparametern dieser Arbeit (links) und berechnet mit den von Dufton et al. (2006) bestimmten Parametern (rechts), aufgezeigt. Beide synthetische Spektren wurden mit dem in dieser Arbeit verwendeten Modell erstellt. Es ist zu beachten, dass Dufton et al. (2006) ein anderes Modell verwendet haben und es daher zu Unstimmigkeiten gegenüber dem beobachteten Spektrum kommen kann.

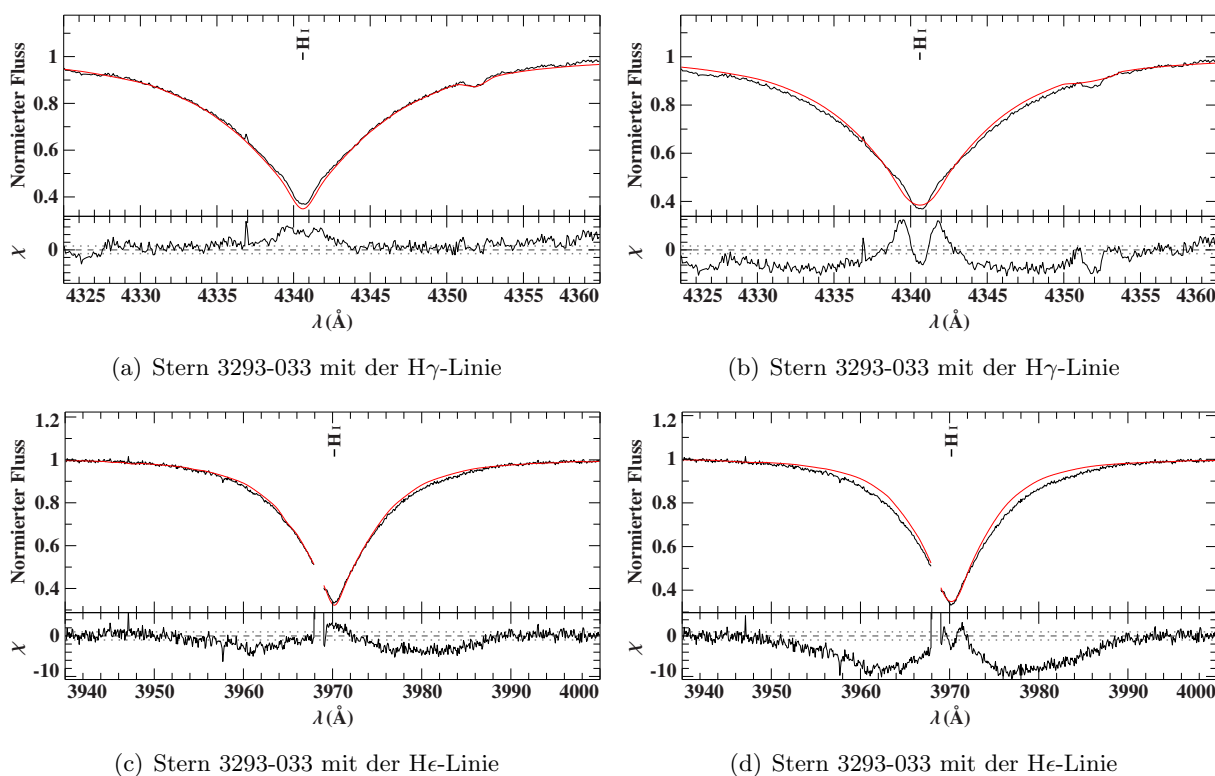
- a) Ein größerer Unterschied von 3100 K bei der Effektivtemperatur ist beim **Stern 3293-006** vorhanden. Die anderen Parameter wie Schwerebeschleunigung und projizierte Rotationsgeschwindigkeit stimmen soweit überein. In Abbildung 12 ist ein Ausschnitt mit der  $H\gamma$ -Linie bei  $4340,5 \text{ \AA}$ , O II-Linien und der He I-Linie bei  $4387 \text{ \AA}$  vom beobachteten Spektrum zu den synthetischen Spektren. Es ist ersichtlich dass bei Dufton et al. (2006) die Effektivtemperatur von 21 500 K zu niedrig ist, da die synthetische  $H\gamma$ - und He I-Linie unterhalb der beobachteten  $H\gamma$ - und He I-Linie liegt. Diese werden mit zunehmender Temperatur schwächer, wohingegen die O II-Linien, die im synthetischen Spektrum zu schwach sind, an Stärke zunehmen.



**Abbildung 12:** Vergleich mit den Ergebnissen von Dufton et al. (2006) für den Stern 3293-006



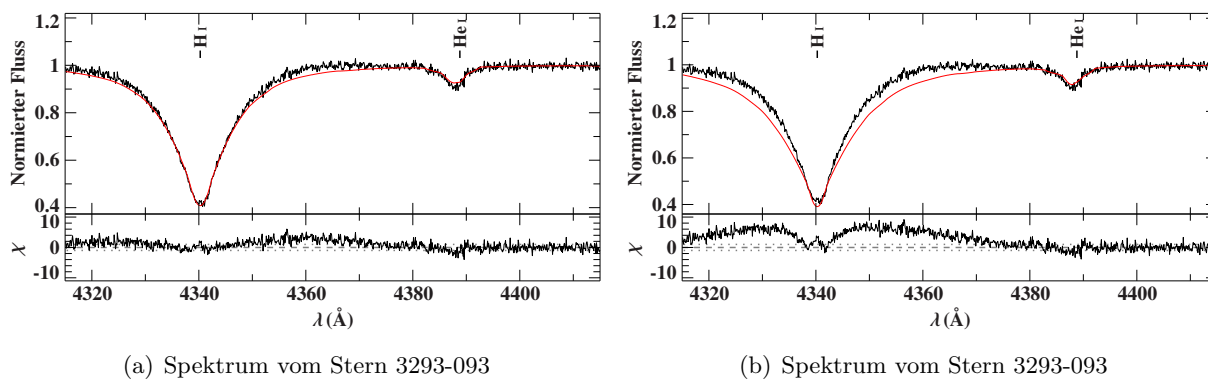
- b) Auch bei dem **Stern 3293-031** ist die ermittelte Effektivtemperatur von 19 100 K höher als die von Dufton et al. (2006) von 17 400 K. Bei dem niedrigeren  $T_{\text{eff}}$  sind die Balmer-Linien im synthetischen Spektrum im Vergleich zum Beobachteten zu stark und die Helium-Linien zu schwach. Die Balmer-Linien nehmen wie beim Stern 3293-006 mit zunehmendem  $T_{\text{eff}}$  ab, jedoch nehmen die He-Linien im Gegensatz zu den Sternen mit höheren Effektivtemperaturen mit steigendem  $T_{\text{eff}}$  zu und es zeigt sich die Temperaturabhängigkeit der Linienstärken. So stimmt das synthetische Spektrum besser mit dem beobachteten Spektrum überein, wenn unsere Parameter zugrunde gelegt werden.
- c) Die **Sterne 3293-033** und **3293-093** weisen Unterschiede von 0,30 dex und -0,55 dex bei der Schwerebeschleunigung auf, also erheblich größer als der Analysefehler von 0,15-0,20 dex. Ein Ausschnitt des Spektrums des Sternes 3293-033 ist in Abbildung 13 zu finden. Die oberen Abbildungen zeigen die  $H\gamma$ -Linie, und die unteren die  $He\epsilon$ -Linie mit jeweils den synthetischen Spektren im Vergleich zu dem beobachteten Spektrum. In Abbildung 13(d) zeigt sich, dass die Flügel der  $He\epsilon$ -Linie vom synthetischen Spektrum nach Dufton et al. (2006) nicht mit dem Beobachteten übereinstimmen, da diese zu schmal sind. Im Gegensatz dazu stimmen die Flügel in Abbildung 13(c) überein. Bei der  $H\gamma$ -Linie weichen die Flügel bei Dufton et al. (2006) nur minimal von dem Beobachteten ab.



**Abbildung 13:** Vergleich von Auschnitten der synthetischen Spektren, berechnet mit unseren und mit denen von Dufton et al. (2006) bestimmten Parametern für den Stern 3293-033

Dies kommt daher, dass Dufton et al. (2006) nur den Mittelwert der Äquivalentbreiten der  $H\gamma$ - und der  $H\delta$ -Linien bilden um  $\log g$  zu bestimmen, die anderen Balmer-Linien jedoch vernachlässigen. Wie bereits oben erwähnt, passen die Flügel bei der  $H\gamma$ -Linie, jedoch nicht mehr an der  $He I$ -Linie. Dies lässt den großen Nachteil der iterativen Herangehensweise von Dufton et al. (2006) erkennen, da nicht alle Linien simultan überprüft werden. Zudem ist in Abbildung 13(b) zu erkennen, dass  $v \sin(i)$  von Dufton et al. (2006) zu hoch geschätzt wurde, da die beobachteten Linienkerne nicht reproduziert werden können.

In Abbildung 14 ist die  $H\gamma$  und die  $He I$ -Linie bei  $4387 \text{ \AA}$  des Sterns 3293-093 zu sehen. Hierbei sticht hervor, dass in Abbildung 14(b) die Flügel der  $H\gamma$ -Linie des synthetischen Spektrums nach Dufton et al. (2006) zu breit sind und nicht mit dem Beobachteten übereinstimmen. Analoges gilt für den Stern 3293-095, der eine Differenz von  $-0,30 \text{ dex}$  aufweist. Zudem ist der Verlauf der  $He I$ -Linie vom Stern 3293-093 für die Parameter von Dufton et al. (2006) zu spitz und somit  $v \sin(i)$  zu niedrig. Dass das Spektrum zu spitz verläuft, ist deutlicher an der  $He I$ -Linie bei  $4713 \text{ \AA}$  zu erkennen. Ein solcher Verlauf ist später in Abbildung 17 beim Stern 3293-020 dargestellt.

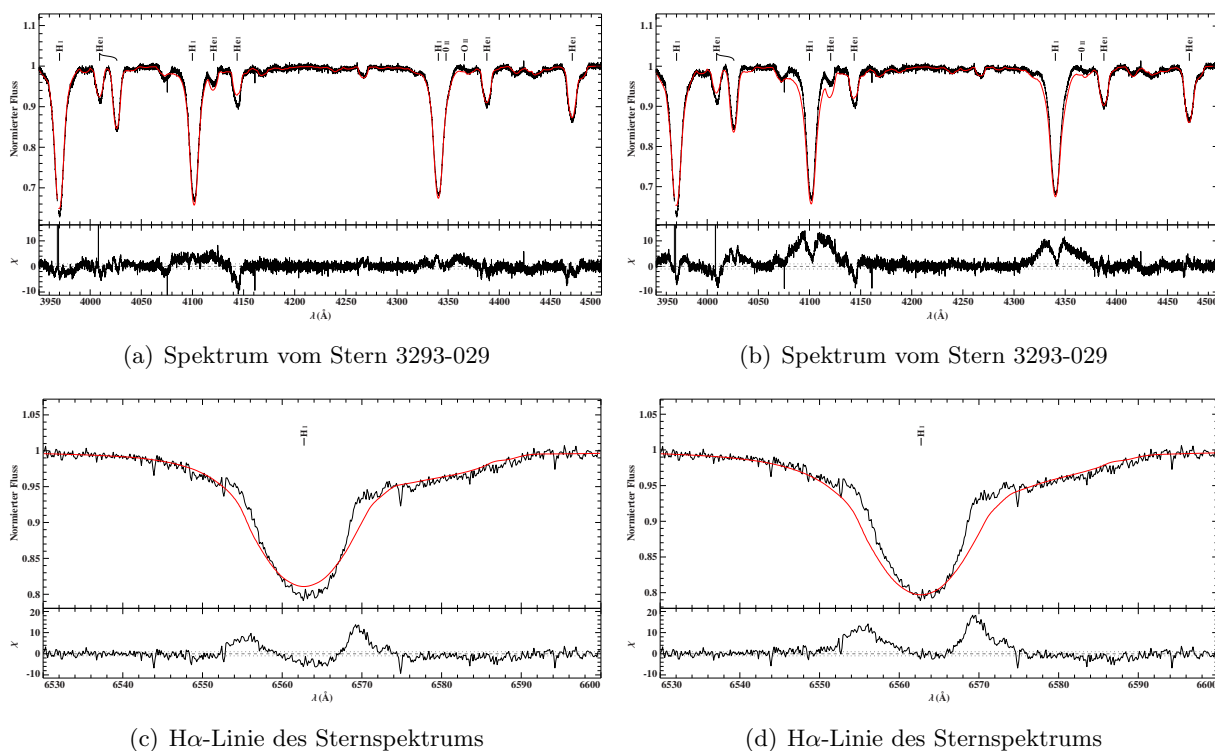


(a) Spektrum vom Stern 3293-093

(b) Spektrum vom Stern 3293-093

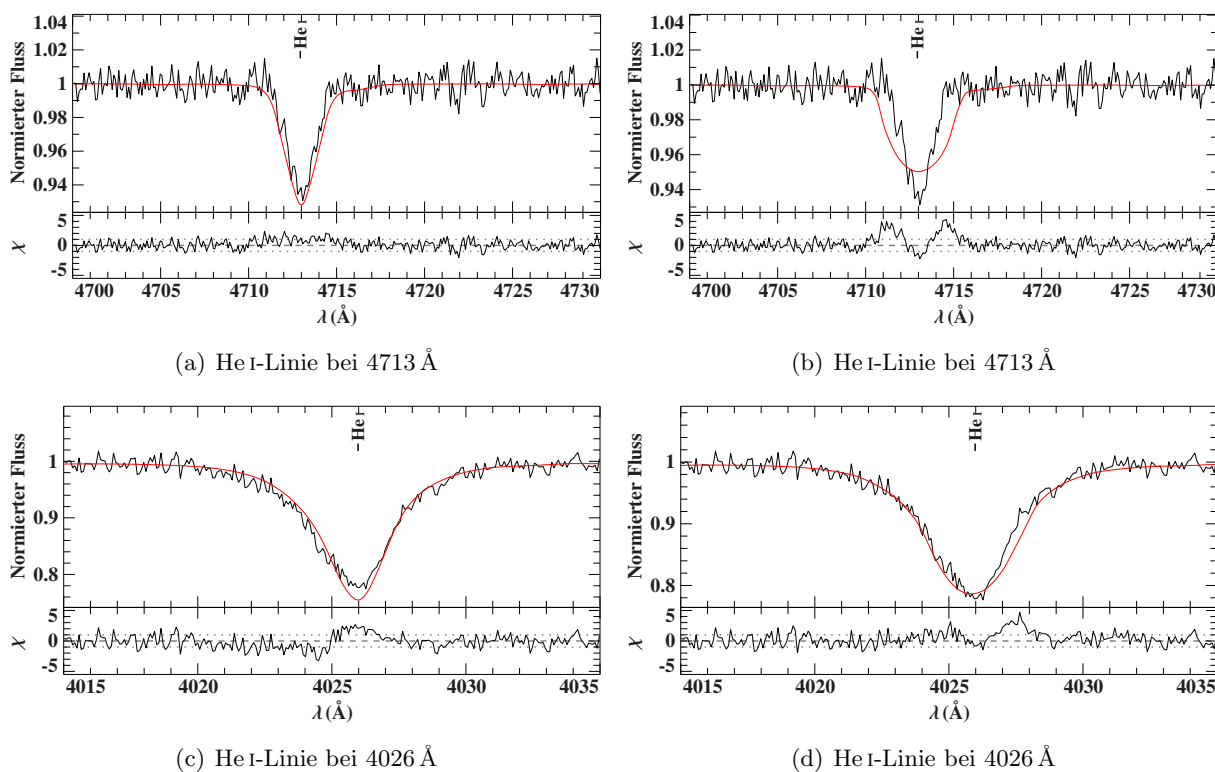
**Abbildung 14:** Vergleich mit den Ergebnissen von Dufton et al. (2006) anhand der  $H\gamma$  und der  $He I$ -Linie bei  $4387 \text{ \AA}$  für den Stern 3293-093

- d) Als nächstes wird der bereits oben genannte **Stern 3293-029** näher betrachtet. Die projizierte Rotationsgeschwindigkeit stimmt bei Dufton et al. (2006) und den in dieser Arbeit ermittelten Parameter überein, jedoch sind die Effektivtemperatur und die Schwerebeschleunigung bei Dufton et al. (2006) deutlich höher. In Abbildung 15 wurden die synthetischen Spektren und das beobachtete Spektrum dargestellt. Tendenziell stimmt das Spektrum mit den ermittelten Werten besser mit dem Beobachteten überein als das synthetische Spektrum, das aus den Parametern von Dufton et al. (2006) berechnet wurde. In Abbildung 15(b) ist eine größere Diskrepanz der Spektren bei den Flügeln der  $H\gamma$ - und der  $H\delta$ -Linie sichtbar. Zudem ist auch die  $He\ I$ -Linie bei  $4009\text{ \AA}$  zu schwach. Jedoch stimmen bei beiden synthetischen Spektren weder die  $He\ I$ -Linie bei  $4143\text{ \AA}$  noch die  $H\alpha$ -Linie mit dem beobachteten Spektrum überein. Aufgrund der breiten  $H\alpha$ -Linie und der hohen projizierten Rotationsgeschwindigkeit von ungefähr  $370\text{ km s}^{-1}$ , könnte dieser Stern besondere Eigenschaften besitzen und somit eine detailliertere Analyse benötigen. Daher sind die großen Abweichungen in  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  nachvollziehbar.



**Abbildung 15:** Vergleich der synthetischen Spektren, berechnet mit den in dieser Arbeit und denen von Dufton et al. (2006) ermittelten Parametern am Stern 3293-029

- e) **Stern 3293-065** eignet sich dafür, die projizierten Rotationsgeschwindigkeiten zu vergleichen. In Abbildung 16 ist das synthetische Spektrum mit den ermittelten Werten mit  $v \sin(i) = 80 \text{ km s}^{-1}$  (links) und berechnet mit den Daten nach Dufton et al. (2006) mit  $v \sin(i) = 150 \text{ km s}^{-1}$  (rechts) eingezeichnet. In Abbildung 16(c) und 16(d) ist die He I-Linie bei  $4026 \text{ \AA}$  eingezeichnet und es ist sichtbar, dass beide synthetische Spektren mit dem Beobachteten übereinstimmen. Betrachtet man jedoch die He I-Linie bei  $4713 \text{ \AA}$  in Abbildung 16(b) wird deutlich, dass die projizierte Rotationsgeschwindigkeit von Dufton et al. (2006) zu hoch ist. Dies liegt daran, dass nur an der Helium I-Linie bei  $4026 \text{ \AA}$   $v \sin(i)$  bestimmt wurde, jedoch keine anderen Linie in Betracht gezogen wurden. Dies spricht erneut für eine gleichzeitige und keine iterative Analyse.



**Abbildung 16:** Vergleich der selbstbestimmten und denen von Dufton et al. (2006) bestimmten Parametern am Stern 3293-065

- f) Besonders groß sind die Unterschiede unserer Analysenergebnisse zu denen von Dufton et al. (2006) bei **Stern 3293-124**, der die größte Differenz zeigt, jedoch wegen seiner schlechten Qualität ( $S/N = 55$ ) nicht zum Vergleich geeignet ist, und bei **Stern 3293-020**, der einen Unterschied von  $40 \text{ km s}^{-1}$  für  $v \sin(i)$  aufweist. Auch bei den anderen beiden Parametern  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  liegt eine hohe Differenz von 4300 K und 0,60 dex vor. In Abbildung 17 sind die synthetischen Spektren von den ermittelten Daten und den von Dufton et al. (2006) zum Vergleich mit dem beobachteten Spektrum dargestellt. Es ist sichtbar, dass das synthetische Spektrum nach Dufton et al. (2006) nicht gut mit dem Beobachteten übereinstimmt. Die Balmer- und Helium I-Linie sind zu stark und die projizierte Rotationsgeschwindigkeit zu gering. Daraus ist ersichtlich, dass unsere Parameter vorzuziehen sind.

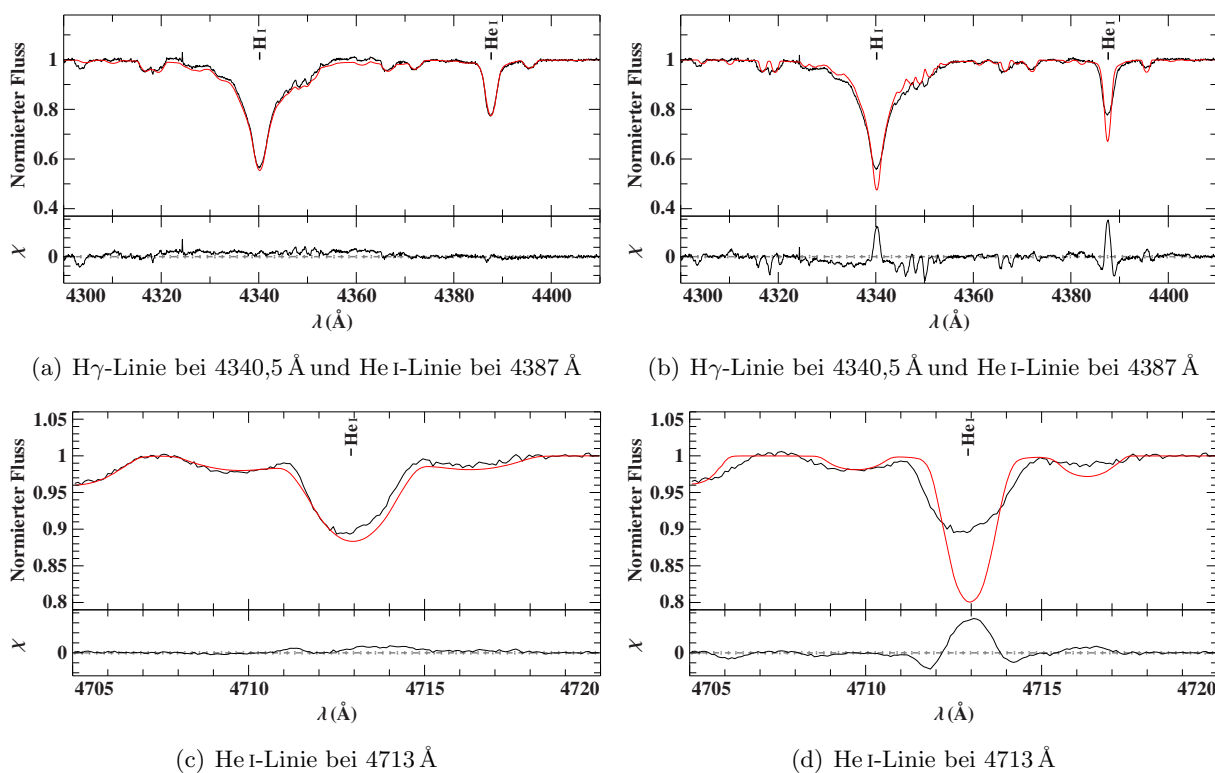


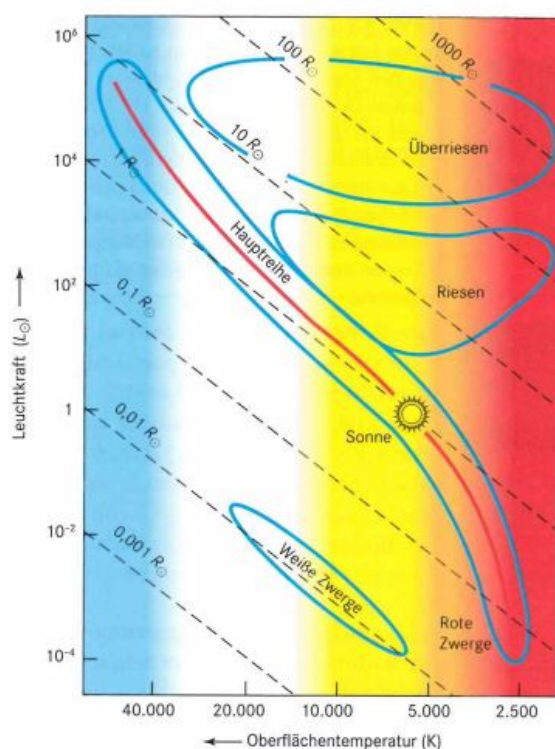
Abbildung 17: Vergleich mit den Ergebnissen von Dufton et al. (2006) am Stern 3293-020

## 9 Entwicklungswege im Hertzsprung-Russell- und im $(T_{\text{eff}}, \log g)$ Diagramm

### 9.1 Das Hertzsprung-Russell-Diagramm

Folgende Informationen basieren auf dem Buch von Comins (2011).

Das Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD), benannt nach dem dänischen Astronomen Ejnar Hertzsprung und dem amerikanischen Astronomen Henry Norris Russell, zeigt, dass die Oberflächentemperaturen und Leuchtkräfte von Sternen nur in bestimmten Kombinationen auftreten. Im HRD sind die Leuchtkräfte von Sternen über ihren Oberflächentemperaturen oder Spektralklassen aufgetragen und es untergliedert sich grob in drei Bereiche. In der Mitte ist die Hauptreihe erkennbar, unterhalb der Hauptreihe befinden sich weiße Zwerge, während oberhalb Riesen und Überriesen liegen (siehe Abbildung 18).



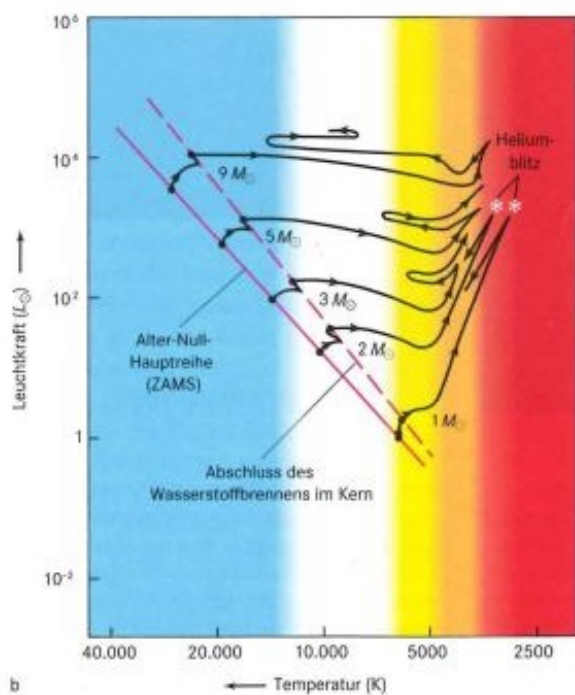
**Abbildung 18:** Hertzsprung-Russell-Diagramm (Comins 2011)

Zudem ist das HRD nützlich um verschiedene Entwicklungsstadien eines Sterns erkennen zu können. Sterne entstehen durch den Kollaps interstellarer Gaswolken. Bei Einsetzen des Wasserstoffbrennens im Kern wird ein hydrostatisches Gleichgewicht erreicht und die Sterne werden zum Hauptreihenstern. Diese Hauptreihensterne liegen am Anfang auf der sogenannten Alter-Null-Hauptreihe (ZAMS) und ihre Position ist abhängig von ihrer Masse. Die massereichen Hauptreihensterne stehen im Diagramm auf der Hauptreihe links oben und die massearmen rechts unten. Somit hängt die Masse eines Sterns mit seiner Leuchtkraft und seiner Oberflächentemperatur zusammen. Auf der Hauptreihe verweilen die Sterne die meiste Zeit. Wenn bei Sternen dieser Masse das Wasserstoffbrennen abklingt, führt es zur Expansion dieser Sterne und sie verlassen die Hauptreihe. Ihre Kerne kontrahieren und erhitzen sich bis das Heliumbrennen, dass nur etwa 10% so lange dauert wie das Wasserstoffbrennen auf der Hauptreihe, einsetzt. Die Sterne befinden sich im Stadium der Riesen.

Die Entwicklungswege von Sternen unterschiedlicher Masse werden in Abbildung 19 dargestellt. Sterne mit großer Masse beenden das Brennen im Kern früher als massearme Sterne und unterlaufen daher eine schnellere Entwicklung. Die meisten Sterne enden ihr Leben als weiße Zwerge.

## 9.2 Entwicklungszustand, Masse und Alter der Sterne

Um die Theorie der Sternentwicklung von Sternen zu testen, werden wie bereits oben erwähnt, häufig Sternhaufen benutzt. Es wird angenommen, dass alle Sterne eines Sternhaufens gleichzeitig entstanden sind.



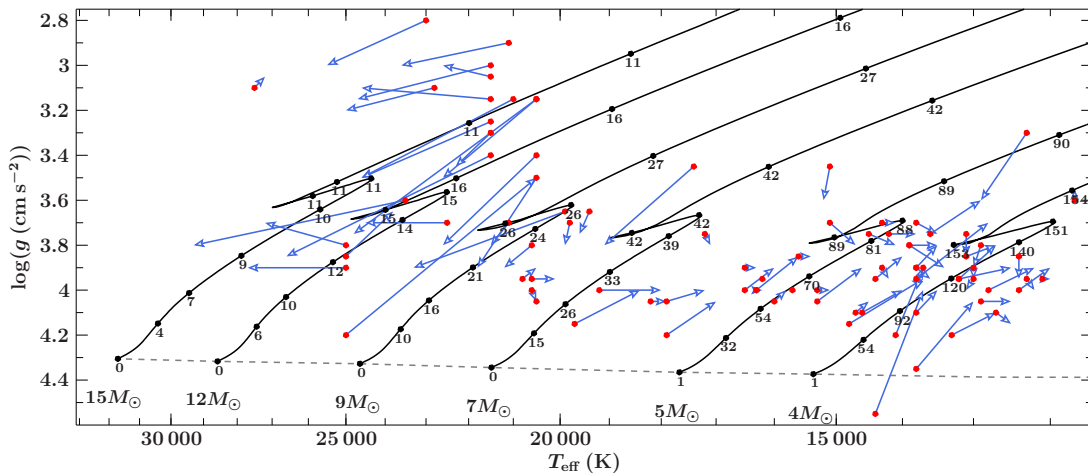
**Abbildung 19:** Hertzsprung-Russell-Diagramm mit Sternen unterschiedlicher Masse und deren Entwicklungswege (Comins 2011)

Da jedoch die Sterne unterschiedliche Massen besitzen, entwickeln sie sich verschieden schnell. Daher sollen anstatt Entwicklungswege von Sternen einer bestimmten Masse, Entwicklungswege von Sternen unterschiedlicher Masse zu einem festen Zeitpunkt in deren Entwicklung entwickelt werden. Solche Entwicklungsweglinien werden Isochronen genannt. Je nach Alter des Sternhaufens ergeben die Positionen ihrer Sterne, eingezeichnet in ein HRD, ein bestimmtes Bild. Die meisten Sterne liegen auf der Hauptreihe, die jedoch nur bis zu einem sogenannten Abknickpunkt besetzt ist. Ab hier wandern die Sterne ins Gebiet der Riesen. Mit Hilfe dieses Abknickpunktes werden die passenden Isochronen gewählt und anhand dieser lässt sich das Alter eines Sternhaufens abschätzen und der Entwicklungsweg von Sternen unterschiedlicher Masse nachvollziehen.

Um Masse und Alter abschätzen zu können, vergleichen wir in Abbildung 20 die Positionen der Sterne aus dem Sternhaufen NGC 3293 mit Entwicklungswegen für verschiedene Massen. Die roten Punkte entsprechen den Werten nach Dufton et al. (2006) und die blauen Pfeile stellen die Verschiebung zu unseren ermittelten Werten dar, die an der Pfeilspitze liegen. Es wird, wie bereits oben erwähnt, ein Fehler von 0,15-0,20 dex für  $\log g$  und ein relativer Fehler von 2% für  $T_{\text{eff}}$  angenommen. Der besseren Übersichtlichkeit wegen wurden keine Fehlerbalken eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass die Werte von Dufton et al. (2006), die zu den höheren Effektivtemperaturen gehören, nach links, also zu höheren Effektivtemperaturen und tendenziell höherer Schwerebeschleunigung hin verschoben werden.

Dagegen werden die Punkte mit niedriger Effektivtemperatur tendenziell nach rechts oben, also zu einer niedrigeren Effektivtemperatur und niedrigerer Schwerebeschleunigung, verschoben. Hier wird erneut der Effektivtemperatur-Trend, der schon in Abbildung 11(a) erkennbar war, sichtbar. Zudem spiegelt sich die Korrelation zwischen  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  wider, da bei niedrigen  $T_{\text{eff}}$  auch  $\log g$  verringert und bei höherer Effektivtemperatur  $\log g$  vergrößert werden muss, um das synthetische Spektrum dem beobachteten Spektrum anzupassen.

Aus dem Diagramm kann man zudem direkt das Alter der Sterne herauslesen. Die meisten Sterne liegen auf der Hauptreihe, die von der ZAMS bis zu dem Knick in den Entwicklungswegen reicht, bis auf die Sterne mit größerer Masse, die sich bereits von der Hauptreihe entfernt haben. Sterne mit höheren  $T_{\text{eff}}$  liegen im Bereich um die 10 bis 14 Millionen Jahre, hingegen sind die Sterne mit niedrigeren  $T_{\text{eff}}$  bereits über 50 Millionen Jahre alt. Isochronen sind ebenfalls aufgrund der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Weil jedoch alle Sterne aus demselben Sternhaufen stammen, ist zu vermuten, dass alle Sterne gleich alt sind und es wird ein theoretisches Alter von ungefähr 10 Millionen Jahren erwartet (nach Baume et al. 2003). Dies könnte einerseits darauf hinweisen, dass die Sternentstehung für massereiche Sterne länger andauert als angenommen und somit das Alter der massereichen Sterne unterschätzt wird. Das abgelesene Alter im Diagramm könnte zudem fehlerbehaftet sein, da bei den Entwicklungswegen die Rotation nicht berücksichtigt wurde, einige Sterne im Sternhaufen NGC 3293 jedoch projizierte Rotationsgeschwindigkeiten von über  $250 \text{ km s}^{-1}$  aufweisen. Andererseits könnte es auch darauf hindeuten, dass bei der Analyse der kühleren Sterne ein systematischer Fehler unterlaufen ist und die Schwerebeschleunigung als zu niedrig analysiert wurde.



**Abbildung 20:** Positionen der analysierten Sterne nach den Werten von Dufton et al. (2006) (roter Punkt) und den ermittelten Werten (blaue Pfeilspitze) in einem  $(T_{\text{eff}}, \log g)$  Diagramm. Zusätzlich sind Entwicklungswege (schwarze Linie) für nicht-rotierende Sterne unterschiedlicher Masse (Georgy et al. 2013) und mit solaren Metallizität eingezeichnet. Dabei geben die schwarzen Punkte und die nebenstehenden Zahlen auf den Entwicklungslinien das Alter eines Sternes in Millionen Jahren an. Die gestrichelte Linie präsentiert die Alter-Null-Hauptreihe.



## 10 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden 126 Sternspektren aus dem Sternenhaufen NGC 3293, aufgenommen an der Europäischen Südsternwarte im Rahmen des „VLT-FLAMES survey of massive stars“, analysiert und Effektivtemperaturen, Schwerebeschleunigungen und Rotationsgeschwindigkeiten bestimmt. Diese ermittelten Daten wurden im Anschluss mit den bereitgestellten Daten von Dufton et al. (2006) verglichen, um herauszufinden, ob die alte Analysetechnik zur Bestimmung der Parameter nach Dufton et al. (2006) zuverlässig ist oder ob die hier verwendete neue Analysetechnik bessere Ergebnisse liefert. 39 der 126 Sterne konnten nicht genauer analysiert werden, da diese außerhalb der verwendeten Gitter lagen. Die Parameter der restlichen Sternspektren wurden in Tabelle 2 festgehalten. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass ein Großteil der ermittelten Parameter der Sterne mit den Parameter nach Dufton et al. (2006) übereinstimmen. Jedoch zeigten sich Trends im Vergleich von den ermittelten Parametern zu den Parametern nach Dufton et al. (2006). So wurde die Effektivtemperatur bei den heißen Sternen ab 21 000 K bei Dufton et al. (2006) zu gering eingeschätzt. Auch bei den Schwerebeschleunigungen und Rotationsgeschwindigkeiten kam es in manchen Fällen zu einer Über- und Unterschätzung der Parameter. In diesen Fällen wurde der Unterschied zwischen den beiden Methodiken deutlich. Bei der Methodik nach Dufton et al. (2006) wurden hauptsächlich nur an bestimmten Linien die Parameter bestimmt, während die anderen Linien, die auch als Indikatoren für die Bestimmung der Parameter dienen, vernachlässigt wurden. Somit kam es vor, dass zwar das theoretische Spektrum nach Dufton et al. (2006) mit dem beobachteten Spektrum in dieser Linie übereinstimmte, jedoch für die anderen daneben lag. Zudem wurde die Rotationsgeschwindigkeit unabhängig zu der Effektivtemperatur und der Schwerebeschleunigung bestimmt, was wiederum zu Fehlern führen kann. Bei der Methodik, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurde, werden alle Linien gleichzeitig betrachtet und die Parameter in Abhängigkeit voneinander ermittelt. Diese gleichzeitige Methodik ist daher der Methodik nach Dufton et al. (2006), die iterativ verläuft und nicht immer zuverlässig ist, vorzuziehen. Außerdem verzichtet Dufton et al. (2006) auf eine zusätzliche Überprüfung der Ergebnisse zur Qualitätssicherung. Es wäre ratsam in Zukunft bei automatisierten Computerprogrammen zur Bestimmung von Werten die Ergebnisse am Ende erneut anzuschauen und auf Fehler zu überprüfen.

Zusätzlich wurden Entwicklungswege von Sternen mit unterschiedlichen Massen und die Positionen der analysierten Sterne mit den Werten nach Dufton et al. (2006) und den ermittelten Werten in ein  $(T_{\text{eff}}, \log g)$  Diagramm eingetragen. Dieses zeigt erneut den  $T_{\text{eff}}$ -Trend und weist möglicherweise auf einen systematischen Fehler in der Bestimmung der Schwerebeschleunigung von kühleren Sternen. Es gilt zu überprüfen ob dieser Fehler an den verwendeten Modell liegt. Zudem muss die Sternentstehung und -entwicklung von Sternen weiter untersucht und alle Faktoren, wie die Rotationsgeschwindigkeit, mit einbezogen werden.

## 11 Anhang

Tabelle 2

Nummer	SNR	$T_{\text{eff}}$	$T_{\text{eff}}$ (D)	$\log g$	$\log g$ (D)	$v \sin(i)$	$v \sin(i)$ (D)	$\zeta$
		K			cgs	km s <sup>-1</sup>		
3293-001	235	27200	27500	3.05	3.10	75	80	60
3293-002	275	25500	23000	3.00	2.80	70	100	45
3293-003	100	23600	21100	3.00	2.90	55	80	50
3293-004	120	24700	21500	3.15	3.00	90	105	55
3293-005	125	22600	21500	3.00	3.05	180	195	50
3293-006	120	24600	21500	3.10	3.15	180	200	60
3293-007	150	25000	22800	3.20	3.10	20	65	45
3293-008	160	24600	21500	3.50	3.25	150	140	30
3293-010	115	24600	21000	3.50	3.15	40	70	10
3293-012	95	22300	21500	3.45	3.30	90	100	20
3293-013	70	26600	21500	3.85	3.40	105	105	0
3293-014	40	29300	23500	3.80	3.60	215	290	180
3293-015	140	27200	25000	3.70	3.80	220	260	120
3293-016	160	18900	19200	4.00	4.00	100	110	65
3293-017	155	27700	25000	3.90	3.90	155	145	0
3293-018	135	24500	22500	3.70	3.70	20	26	0
3293-019	40	23800	25000	3.65	3.85	100	120	120
3293-020	315	24800	20500	3.75	3.15	100	60	35
3293-021	310	22600	20500	3.50	3.15	225	230	95
3293-022	300	25000	23500	3.40	4.25	290	280	65
3293-023	320	22600	20500	3.80	3.40	180	160	0
3293-024	305	21800	20500	3.90	3.50	125	135	70
3293-025	280	21500	21100	3.80	3.70	220	215	0
3293-026	245	23300	19900	3.90	3.65	30	30	0
3293-027	255	15500	23500	3.00	3.75	245	315	90
3293-028	290	19600	19400	3.75	3.65	185	215	155
3293-029	285	20500	25000	3.50	4.20	365	370	0
3293-030	255	19900	19800	3.80	3.70	215	205	0
3293-031	240	19100	17400	3.80	3.45	235	230	115
3293-032	240	22300	25000	3.80	4.30	330	365	0
3293-033	200	12900	12300	3.60	3.30	60	120	48
3293-034	215	23200	26100	3.95	4.25	40	120	10
3293-035	185	21200	20600	3.90	3.80	235	250	110
3293-037	215	20500	20800	3.90	3.95	40	70	85
3293-038	190	20100	20600	3.95	3.95	240	235	0
3293-040	190	17400	18100	3.65	3.65	335	335	110
3293-041	180	20500	20600	4.05	4.00	205	205	10
3293-043	150	17200	17900	4.00	4.05	0	14	35
3293-045	160	23900	21600	3.90	3.70	305	375	0
3293-047	145	18400	19700	4.00	4.15	155	170	70
3293-048	145	20500	20500	4.05	4.05	180	180	0
3293-049	130	17900	18200	4.05	4.05	125	125	0
3293-050	155	17100	17200	3.80	3.75	355	355	0
3293-053	145	16200	16300	4.00	4.00	255	255	0
3293-056	125	15200	15100	3.60	3.45	195	240	0

**Tabelle 2:** Fortsetzung

Nummer	SNR	$T_{\text{eff}}$	$T_{\text{eff}}$ (D)	$\log g$	$\log g$ (D)	$v \sin(i)$	$v \sin(i)$ (D)	$\zeta$
		K		cgs		$\text{km s}^{-1}$		
3293-057	120	16200	16200	3.95	3.95	205	250	0
3293-059	120	16300	16500	3.90	3.90	350	355	0
3293-061	140	15700	15700	4.00	4.00	230	230	0
3293-062	110	17000	17900	4.05	4.20	5	24	30
3293-063	100	15800	16000	4.00	4.05	170	150	0
3293-065	100	14700	15100	3.80	3.70	80	150	70
3293-066	120	14200	14300	3.95	3.90	30	110	92
3293-067	115	15600	16300	3.85	4.00	180	185	0
3293-069	120	15100	15300	4.00	4.00	205	205	0
3293-070	105	14100	14300	3.70	3.70	245	265	0
3293-073	115	13800	13700	4.00	3.90	180	160	0
3293-074	100	11700	11700	3.55	3.60	70	70	25
3293-075	105	15400	15600	3.85	3.85	290	335	0
3293-077	85	12800	13800	3.70	3.95	30	36	20
3293-080	105	14600	15300	3.90	4.05	255	255	0
3293-082	90	16000	16500	3.90	4.0	290	300	0
3293-084	105	14000	14400	3.85	3.95	265	295	0
3293-085	105	14100	14500	3.80	3.75	305	320	45
3293-086	100	14500	14700	4.05	4.10	130	130	0
3293-087	95	13800	14200	3.75	3.75	60	120	10
3293-089	65	12200	12800	3.90	4.00	15	70	5
3293-090	85	13000	13800	4.05	4.35	130	170	15
3293-093	90	13700	14400	4.00	4.55	140	110	0
3293-094	85	13700	14800	3.95	4.15	30	30	30
3293-095	90	13700	14100	3.90	4.20	245	305	0
3293-096	80	12900	13600	3.60	3.75	210	285	50
3293-097	90	13500	13900	3.80	3.80	285	275	40
3293-098	85	12700	13300	4.10	4.20	20	32	0
3293-099	85	13500	13800	3.75	3.70	280	260	0
3293-100	85	13500	13800	3.80	3.90	255	335	0
3293-104	80	13500	13800	4.00	4.10	270	250	0
3293-105	80	12000	12400	3.90	4.00	70	80	0
3293-106	90	13100	13100	3.85	3.75	255	235	0
3293-107	75	12500	12900	4.05	4.05	70	60	0
3293-108	80	13000	12900	3.90	3.80	210	200	0
3293-109	60	13400	13900	3.90	3.80	160	150	0
3293-111	80	12700	13100	3.80	3.85	250	255	0
3293-113	75	13100	13000	4.00	3.95	245	280	0
3293-114	70	13600	13800	3.95	3.90	225	260	0
3293-115	75	12500	12700	4.15	4.10	160	170	0
3293-116	75	13000	13000	3.95	3.90	230	260	0
3293-117	80	12500	13200	3.90	3.95	20	34	30
3293-118	60	12000	12100	3.95	3.95	140	205	70
3293-120	55	14000	14600	4.00	4.10	200	245	0
3293-123	70	12400	12400	3.95	3.85	185	275	0
3293-124	55	12700	13200	3.80	3.95	305	235	0
3293-125	70	12200	12300	4.00	3.95	200	210	0

## Literatur

- Baume, G., Vázquez, R. A., Carraro, G., & Feinstein, A. 2003, *A&A*, 402, 549
- Butler, K. & Giddings, R. L. 1985, in *Newsletter of Analysis of Astronomical Spectra No. 9*, Univ. London
- Carroll, B. W. & Ostlie, D. A. 2006, *An introduction to modern astrophysics and cosmology*, 2nd edn. (Pearson Education)
- Comins, N. F. 2011, *Astronomie. Eine Entdeckungsreise zu Sternen, Galaxien und was sonst noch im Kosmos ist* (Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag)
- Dufton, P. L., Evans, C. J., Smartt, S. J., et al. 2005, *A&A*, 437, 467
- Dufton, P. L., Smartt, S. J., Lee, J. K., et al. 2006, *A&A*, 457, 265
- ESO & Abteilung für Bildungs- und Öffentlichkeitsarbeit. 2014, *Lives and Deaths of Sibling Stars*, <http://www.eso.org/public/unitedkingdom/news/eso1422/>
- Georgy, C., Ekström, S., Granada, A., et al. 2013, *A&A*, 553, A24
- Giddings, J. R. 1981, PhD thesis, , University of London, (1981)
- Gray, D. F. 1992, *The observation and analysis of stellar photospheres*, 2nd edn. (Cambridge University Press)
- Hertel, I. V. & Schulz, C.-P. 2008, *Atome, Moleküle und optische Physik 1: Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie* (Springer-Verlag)
- Houck, J. C. & Denicola, L. A. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 216, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IX*, ed. N. Manset, C. Veillet, & D. Crabtree, 591
- Irrgang, A. 2014, PhD thesis, Friedrich-Alexander University Erlangen-Nürnberg (FAU)
- Kaler, J. B. 1994, *Sterne und ihre Spektren. Astronomische Signale aus Licht*. (Spektrum Akademischer Verlag)
- Kaler, J. B. 2011, *Stars and their Spectra*, 2nd edn. (Cambridge University Press)
- Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanen, M., & Donner, K. 2007, *Fundamental Astronomy*, 5th edn. (Berlin Heidelberg New York: Springer Verlag)
- Kramida, A., Yu. Ralchenko, Reader, J., & and NIST ASD Team. 2014, *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.2)*, [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2015, March 23]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

- 
- Kurucz, R. L. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 108, M.A.S.S., *Model Atmospheres and Spectrum Synthesis*, ed. S. J. Adelman, F. Kupka, & W. W. Weiss, 160
- Maeder, A., Przybilla, N., Nieva, M.-F., et al. 2014, *A&A*, 565, A39
- Voigt, H.-H. 1988, *Abriß der Astronomie.*, 3rd edn. (Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich: B.I.-Wissenschaftsverlag)
- Weigert, A., Wendker, H. J., & Wisotzki, L. 2009, *Astronomie und Astrophysik - ein Grundkurs.*, 5th edn. (Weinheim (Germany, F.R.): WILEY-VCH Verlagsgesellschaft)

## Danksagung

Ich möchte mich bei allen Leuten, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben, herzlich bedanken. Diese wären:

- Prof. Dr. Ulrich Heber für die Ermöglichung meiner Arbeit
- Dr. Andreas Irrgang für die sehr gute Betreuung, die große Geduld und die Zeit für meine Fragen
- allen Mitarbeiter der Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg, die mich freundlich aufgenommen haben und für die schöne Atmosphäre
- meiner Familie für ihre großartige Unterstützung und die Geduld die sie mit mir hatten
- und meinen Korrekturlesern.



## Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, dass alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht sind und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

---

Erlangen, den 23. März 2015

Jessica Wunder