

# Eine Radialgeschwindigkeitsstudie des Röntgen-Doppelsterns BD +37° 442

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von  
**David Schneider**

Bamberg, 25. März 2014



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



ERLANGEN CENTRE  
FOR ASTROPARTICLE  
PHYSICS



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



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2. Untersuchung von Sternspektren mit optischen Instrumenten</b>	<b>11</b>
2.1. Gitterspektrograph . . . . .	11
2.2. Echelle Spektrograph . . . . .	12
<b>3. Sternwinde</b>	<b>15</b>
3.1. Strahlungsdruck getriebene Winde heißer Sterne . . . . .	15
3.2. Spektroskopischer Nachweis: P-Cygni-Profile . . . . .	16
3.3. Akkretionsmodell für Doppelsterne . . . . .	17
<b>4. Das System HD 49798/RX J0648.0-4418</b>	<b>19</b>
4.1. Erste Untersuchungen im optischen bis ultravioletten Wellenlängenbereich . . .	19
4.2. HD 49798 - Ein Röntgen-Doppelstern . . . . .	20
4.3. RX J0648.0-4418 - Ein magnetischer Weißer Zwerg . . . . .	22
4.4. HD 49798 - Ein bedeckendes Doppelsternsystem . . . . .	24
4.5. Röntgenstrahlung von HD 49798 . . . . .	26
4.6. Eine weitere Röntgenquelle im Doppelsternsystem . . . . .	29
4.7. Zukünftige Entwicklung des Systems . . . . .	30
4.8. Fazit . . . . .	30
<b>5. Der „extreme Heliumstern“ BD +37° 442</b>	<b>33</b>
5.1. Erste Untersuchungen im optischen bis ultravioletten Wellenlängenbereich . . .	33
5.2. Röntgenemission von BD +37° 442 . . . . .	34
<b>6. Radialgeschwindigkeitsstudie von BD +37° 442</b>	<b>39</b>
6.1. Beobachtungen und Datenreduktion . . . . .	39
6.2. Linienidentifikation . . . . .	42
6.3. Baryzentrische Korrekturen . . . . .	45
6.4. Bestimmung der tatsächlichen Radialgeschwindigkeit . . . . .	46
6.5. Erstellung der Radialgeschwindigkeitskurve . . . . .	50
<b>7. Fazit und Ausblick</b>	<b>53</b>
<b>A. Radialgeschwindigkeitstabellen</b>	<b>55</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>69</b>

**Abbildungsverzeichnis**

**73**

## Zusammenfassung

Neben dem Paradebeispiel HD 49798 ist BD +37° 442 erst der zweite registrierte heiße O-Untergwerg, bei dem Röntgenemission detektiert werden konnte. Beobachtungen aus dem Jahr 2011 legten für BD +37° 442 einen kompakten Begleiter nahe. Es könnte sich hierbei entweder um einen schnell rotierenden Weißen Zwerg oder Neutronenstern mit einer Rotationsperiode von circa 19,2 s handeln, der aus dem Sternwind des Untergwergs akkretiert. Um dies gewährleisten zu können, muss der Abstand zwischen Begleiter und Primärstern allerdings klein genug sein. Dies würde auf eine oder mehrere gemeinsame Common-Envelope-Phasen hindeuten, in denen BD +37° 442 seine massive wasserstoffreiche Hülle nahezu vollständig verloren haben könnte und die eine Umlaufperiode im Bereich von einigen Tagen zur Folge hätten. Bis heute gibt es tatsächlich Hinweise auf mehrere solcher Systeme, bestehend aus B-Untergwergen und Weißen Zwergen bzw. Neutronensternen, die eine solche Common-Envelope-Phase durchlaufen haben könnten. Aufgrund der eher geringen Umlaufzeit müssten demnach aber auch signifikante Radialgeschwindigkeitsvariationen für das Doppelsternsystem BD +37° 442 messbar sein.

Während die registrierte Röntgenleuchtkraft bei HD 49798 aus genauen Vermessungen der Bedeckung mit Hilfe eines aus dem Sternwind akkretierenden Weißen Zwerg-Begleiters erklärt werden kann, ist dies bei seinem Pendant BD +37° 442 nicht ohne Weiteres möglich. Gezielte Radialgeschwindigkeitsmessungen wurden bisher nur bei dessen Entdeckung im Jahre 1966 von Rebeiro ( $v_{\text{rad}} = -156,4 \pm 1,1 \text{ km s}^{-1}$ ) und später 1987 von Drilling & Heber ( $v_{\text{rad}} = -94 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ ) durchgeführt. Deren Ergebnisse würden zwar auf ein Doppelsternsystem hindeuten, eine Langzeitkampagne zur Verifizierung dieser Variationen fehlt bisher jedoch.

In dieser Arbeit werden deshalb die im Zeitraum von Mitte 2012 bis Ende 2013 neu aufgenommenen Sternspektren des möglichen Röntgen-Doppelsterns BD +37° 442 hinsichtlich solcher Radialgeschwindigkeitsschwankungen untersucht, um hieraus die Parameter des Systems ableiten zu können.

Überraschenderweise sind innerhalb des genannten Beobachtungszeitraumes signifikante Variationen mit mehr als  $\pm 1-2 \text{ km s}^{-1}$  weder auf Zeitskalen von Stunden, Tagen, Wochen oder Monaten auszumachen. Die mittlere Radialgeschwindigkeit ist aber konsistent mit derjenigen, die Drilling & Heber 1987 gemessen hatten. Demzufolge wäre die einzig nachgewiesene Abweichung von Rebeiro entweder ein Ausreißer, der aus Messfehlern resultiert, oder aber die Radialgeschwindigkeitsvariabilität von BD +37° 442 läge auf Zeitskalen von Jahrzehnten. Dies würde dann eine sporadische Röntgenemission im Periastron bedeuten, wenn der Abstand zwischen kompaktem Begleiter und Primärstern am geringsten ist.



# 1. Einleitung

Der Begriff „Unterzwerg“ (abgekürzt mit **sd** für englisch *subdwarf*) wurde zuerst von Gerard Peter Kuiper im Jahre 1939 geprägt und beschreibt besonders metallarme Sterne der Sternpopulation II unserer Milchstraße, die bei gleicher Oberflächentemperatur im Vergleich zu den Hauptreihensternen des Hertzsprung-Russell-Diagramms (HRD) etwas lichtschwächer sind (1,5 bis 2 Magnituden) (KALER, 1994). Aus dem geringen Metallgehalt (und den damit schwächeren Metalllinien) resultiert ein Spektrum, das deutlich früher, d. h. blauer erscheint als es ihre Oberflächentemperatur vorhersagen würde. Somit sind diese Objekte also eigentlich nicht zu lichtschwach und liegen deshalb im HRD auch, korrekterweise ausgedrückt, links der Hauptreihe. Für sie wurde die Leuchtkraftklasse VI eingeführt (s. Abbildung 1.1 und (KALER, 1994)).

Unterschieden werden müssen *kühle* und *heiße* bzw. *blaue* Unterzwerg. Deren jeweilige Mitglieder haben eine andere Evolution durchlebt und befinden sich gerade deshalb in völlig verschiedenen Entwicklungsstadien<sup>1</sup>.

*Kühle* Unterzwerg sind Sterne vom Spektraltyp G bis M der Leuchtkraftklasse VI mit Oberflächentemperaturen von circa 2000 bis 6000 K. Es handelt sich um Hauptreihensterne geringerer Metallizität, die ihre Energie also aus dem Wasserstoffbrennen gewinnen. Auch sind sie deutlich leuchtkräftiger im UV-Bereich als Sterne der Population I. Im Allgemeinen handelt es sich bei kühlen Unterzwergen um sehr alte Sternpopulationen, die vor allem zum galaktischen Halo unserer Milchstraße gehören (Population II) und hohe Geschwindigkeiten relativ zur Sonne besitzen<sup>1</sup>.

*Heiße* bzw. *blaue* Unterzwerg sind nach dem derzeitigen Forschungsstand heliumbrennend, haben ihre wasserstoffreiche äußere Hülle nahezu gänzlich verloren und gehören zu den Spektralklassen O oder B, d. h. sie sind deutlich heißer als diejenigen der kühlen Klasse. Ihre Massen und Radien liegen in etwa im Bereich von

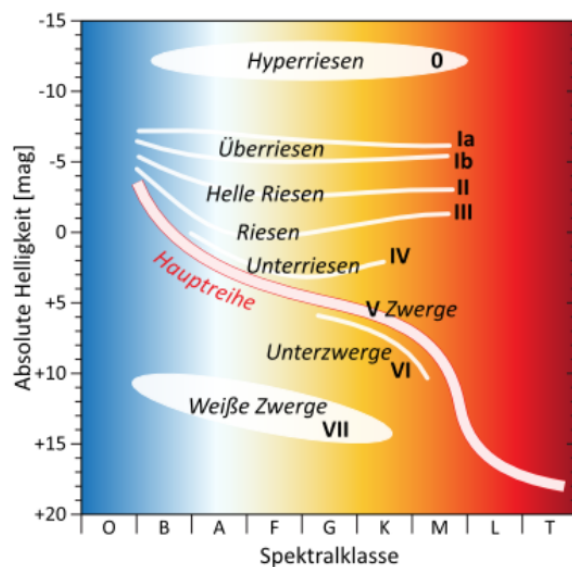


Abbildung 1.1.: Einteilung der Sterne in ihre Spektral- und Leuchtkraftklassen (römische Zahlen) im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD). (HENNE, 2013)

<sup>1</sup><http://lexikon.freenet.de/Unterzwerg>

0,5  $M_{\odot}$  bzw. 0,1 – 0,2  $R_{\odot}$ . Abhängig von ihrer tatsächlichen Temperatur werden sie spektroskopisch in drei Unterklassen eingeteilt: In sdB- (mit effektiven Temperaturen von  $T_{\text{eff}} \sim 25.000\text{-}33.000$  K), sdOB- (mit  $T_{\text{eff}} \sim 33.000\text{-}40.000$  K) und sdO-Sterne (mit  $T_{\text{eff}} > 40.000$  K) (MEREGETTI et al., 2011a) (MEREGETTI et al., 2012) (HIRSCH et al., 2008). Die sdB-Sterne verkörpern eine in sich abgeschlossene Gruppe, die einen hohen Anteil heißer Sterne in alten Sternsystemen, Kugelsternhaufen sowie Elliptischen Galaxien ausmacht. Dies gilt für sdO-Sterne jedoch nicht mehr. Sie weisen einen breit gestreuten Temperaturbereich ( $T_{\text{eff}} = 40.000\text{-}100.000$  K) und Heliumgehalt sowie eine Schwerebeschleunigung zwischen  $\log g = 4 - 6,5$  auf (HEBER, 1992). Letztere ist dafür verantwortlich, dass O-Unterkwergsterne historisch auch in „leuchtkräftige“ und „kompakte“ sdO-Sterne unterteilt wurden (MEREGETTI et al., 2012). Tatsächlich sind sogar bei circa 50 Prozent aller bis heute registrierten blauen Unterzwergsterne lichtschwache Begleiter nachgewiesen worden (MAXTED et al., 2000) (COPPERWHEAT et al., 2011). Diese unsichtbaren Begleitsterne tragen nicht zur effektiven Leuchtkraft des Doppelsternsystems bei, lassen sich aber über die Dopplerreflexbewegung des leuchtenden Sterns nachweisen. Hierbei wird die radiale Komponente der Geschwindigkeit des Primärsterns, also diejenige in Richtung der Sichtlinie, auf periodische Variationen hin untersucht. Sie wird aus der Dopplerverschiebung der Emissions- und Absorptionslinien des Sternspektrums extrahiert. Blau verschobene Wellenlängen deuten darauf hin, dass sich der Primärstern auf die Erde zu und Rotverschiebung, dass er sich von der Erde weg bewegt. Können periodische Schwankungen wie beispielsweise ein sinusförmiger Verlauf der Radialgeschwindigkeit gemessen werden, so muss sich der Primärstern um den gemeinsamen Schwerpunkt des Doppelsternsystems bewegen. Hieraus lassen sich dann Rückschlüsse auf die Umlaufperiode, die Bahngeschwindigkeit und damit die Massenfunktion ziehen. Letztere lautet:

$$f_m := \frac{PK_1^3}{2\pi G} = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} \quad (1.0.1)$$

Hierbei ist  $K_1 = \frac{2\pi a \sin i}{P}$  die beobachtete Bahngeschwindigkeit und  $P$  die Umlaufperiode des Primärsterns. Sie sind damit die Observablen der Massenfunktion, wohingegen die Größen  $M_1$  (Masse des Primärsterns),  $M_2$  (Masse des Sekundärsterns) und  $i$  (Inklination oder Neigungswinkel zwischen der Sichtlinie und dem Normalenvektor der Bahnebene) die Unbekannten darstellen.  $G$  kennzeichnet die Gravitationskonstante. Ohne Weiteres kann also mit Gleichung (1.0.1) nur eine Untergrenze  $f_m$  für die Masse  $M_2$  des unbekanntes Begleiters berechnet werden, denn für  $M_1 = 0$  ergibt sich:

$$M_2 = \frac{f_m}{\sin^3 i} \geq f_m \quad (1.0.2)$$

Bei den auf diese Weise nachgewiesenen Systemen handelt es sich um sdB-Sterne mit einem Weißen Zwerg (WZ) wie unter anderem auch Modellbetrachtungen ergaben (HAN et al., 2002) (GEIER et al., 2010). Da sie ihre äußere wasserstoffreiche Hülle aber nahezu gänzlich verloren haben, spielen die heißen Unterzwergsterne, was Doppelsternsysteme betrifft, eine ganz besondere Rolle. Aufgrund der ausreichend hohen Massentransferraten für sdB-Sterne ist eine oder mehrere Common-Envelope-Phasen, in denen jeweils die Roche-Grenze des Unterzwergs gefüllt und somit Masse an den (unsichtbaren) Begleiter abgegeben wurde, in diesen Systemen



---

für den Materieverlust der Hülle verantwortlich. Die “Common-Envelope Ejection”, die durch Übertragung von Bahndrehmoment des Primärsterns auf die bei diesem Entwicklungsszenario ausgebildete Common-Envelope-Hülle zu einer Beschleunigung und damit auch einem Verlust der gemeinsamen Hüllenmasse führt, leistet hierbei also nur einen marginalen Beitrag.

Neben den häufig vorkommenden Weißen Zwergen kommen auch Neutronensterne (NS) oder Schwarze Löcher als mögliche kompakte Begleiter von sdB-Sternen in Frage. Um diese Systeme eindeutig klassifizieren zu können, könnte die zusätzliche Detektion von Röntgenstrahlung mit einer oberen Grenze von  $\sim 10^{30} - 10^{31}$  erg/s, die bei Massenakkretion über stellare Winde emittiert wird, aussagekräftig sein (MEREGETTI et al., 2011b). Allerdings konnte diese noch bei keinem der Kandidaten gemessen werden. Es liegt somit nahe, dass die für sdB-Sterne eher kleinen stellaren Windgeschwindigkeiten dafür verantwortlich sind, dass keine ausreichend hohe Akkretionsrate des Begleitsterns erreicht werden kann. Ein Massentransfer über Sternwinde scheidet demnach für sdB-Sterne nahezu komplett aus.

SdO-Sterne können durch ihre starken Sternwinde erheblich höhere Massenverlustraten aufweisen. Die Chance, einen röntgenemittierenden Begleiter zu finden, ist folglich deutlich größer (JEFFERY, 2010). Unter diesen nachgewiesenen Systemen befindet sich auch der einzigartige Doppelstern HD 49798, von dem seit mittlerweile über 15 Jahre bekannt ist, dass es sich um eine weiche Röntgenquelle mit einer kurzen Periodizität von circa 13,2 s handelt (ISRAEL et al., 1997). Jedoch haben erst Beobachtungen im Röntgenbereich aus dem Jahre 2008 gezeigt, dass der kompakte akkretierende Begleitstern von HD 49798 ein Weißer Zwerg ist (MEREGETTI et al., 2011a) (MEREGETTI et al., 2009). Dies macht HD 49798 zum ersten detektierten Röntgendoppelsternsystem, das einen Weißen Zwerg beinhaltet, der von einem heißen Unterzwerg Masse akkretiert. Bis heute wurden noch von keinem anderen sdO-Stern solch detaillierte Röntgenaufnahmen gemacht und veröffentlicht. Mit Ausnahme eines weiteren ähnlichen Systems des hellen wasserstofflosen sdO-Sterns BD +37° 442. Auch hier lassen registrierte Röntgenpulse mit einer Periodizität von circa 20 s auf einen schnell rotierenden kompakten Begleiter, entweder einen Neutronenstern oder einen Weißen Zwerg, schließen (MEREGETTI et al., 2012).

Auf diese beiden einzigartigen Systeme soll im Folgenden im Detail eingegangen werden. Für HD 49798 ist die Doppelsternnatur durch eine langjährige Radialgeschwindigkeitsstudie bereits bestätigt. Für BD +37° 442 soll sie in dieser Arbeit anhand von hochaufgelösten optischen Spektren durchgeführt werden (s. Abschnitt 6).



## 2. Untersuchung von Sternspektren mit optischen Instrumenten

### 2.1. Gitterspektrograph

Bei beiden verwendeten Spektrographen zur Aufnahme der Sternspektren von BD +37° 442 handelt es sich um sogenannte Echelle Spektrographen. Um dessen Funktionsweise verstehen zu können, muss zunächst einmal die des „normalen“ Gitterspektrographen erklärt werden. Ein Spektrograph dient dazu, das Sternlicht in seine Bestandteile zu zerlegen. Er besteht dabei, wie Abbildung 2.1 zeigt, aus mehreren Komponenten, die im Folgenden kurz beschrieben werden (DRECHSEL et al., 2012).

- Mit Hilfe des **Teleskops** wird das Sternlicht gesammelt und anschließend in der Brennebene fokussiert.
- Der **Spalt** dient zur Abschirmung von unerwünschtem Streulicht. Die Spaltbreite  $b$  hat dabei starken Einfluss auf die Auflösung des aufgenommenen Spektrums.
- Damit das Sternlicht parallel auf das Dispersionselement fällt, ist ein **Kollimator** zwischen Spalt und Dispersionselement eingebaut.
- Das **Dispersionselement** ist für die Trennung des Lichts in seine Bestandteile anhand der jeweiligen Wellenlänge zuständig. Hierbei kann es sich um ein Reflexionsgitter (Blaze-Gitter) oder ein Prisma handeln.
- Das **Kamera-Objektiv** bildet das durch das Dispersionselement erzeugte Spektrum auf den CCD Detektor ab.
- Das digitale Bild des aufgenommenen Spektrums entsteht dann im **CCD Detektor**.

Das spektrale Auflösungsvermögen  $R_{\text{Spalt}}$ , das über das Verhältnis der Wellenlänge  $\lambda$  des Sternlichts zur zugehörigen Unschärfe  $\Delta\lambda$  (minimaler Abstand im Spektrum, mit dem zwei Punkte gerade noch voneinander unterschieden werden können) definiert ist, lautet für einen Spektrographen mit Blaze-Gitter:

$$R_{\text{Spalt}} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{n \cdot f_{\text{Koll}}}{d \cdot b \cos \alpha} . \quad (2.1.1)$$

## 2. Untersuchung von Sternspektren mit optischen Instrumenten

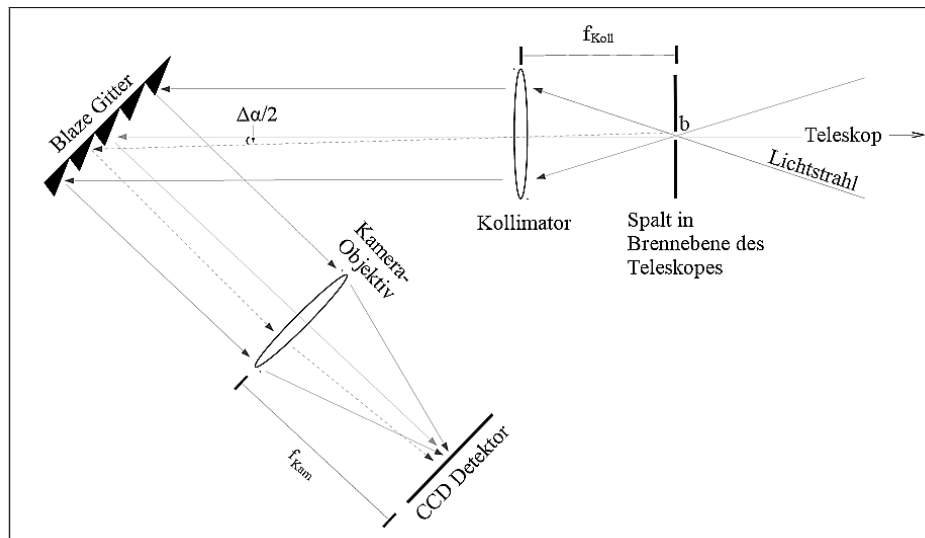


Abbildung 2.1.: Schematischer Aufbau und Strahlengang bei einem Gitterspektrographen mit der Kollimatorbrennweite  $f_{\text{Koll}}$ , der Kamerabrennweite  $f_{\text{Kam}}$ , der Spaltbreite  $b$  und dem aus Sicht des Gitters vom Spalt umspannte Winkelbereich  $\Delta\alpha$ . (DRECHSEL et al., 2012)

Hierbei steht  $n$  für die Beugungsordnung,  $f_{\text{Koll}}$  kennzeichnet die Kollimatorbrennweite,  $d$  den Abstand zweier Furchen des Blaze-Gitters,  $b$  die Spaltbreite und  $\alpha$  ist der Einfallswinkel des Sternlichts am Blaze-Gitter. Aus Gleichung (2.1.1) ergeben sich somit zwei einfache Möglichkeiten das Auflösungsvermögen und damit die Qualität des Spektrums zu erhöhen. Zum einen muss die Spaltbreite  $b$  möglichst klein gewählt werden und zum anderen sollte in hohen Beugungsordnungen  $n$  beobachtet werden. Aufgrund von örtlichem „Seeing“, d. h. atmosphärischer Störungen (Turbulenzen innerhalb der Luftschichten, unterschiedlich starke Streuung des Sternlichts an den Atomen und Molekülen der Erdatmosphäre etc.), erscheinen aufgenommene Objekte in der Brennebene des Teleskops größer. Wählt man die Spaltbreite deshalb kleiner als die durch das „Seeing“ hervorgerufene zusätzliche Ausdehnung, so würde dies zu unnötigen Lichtverlusten führen. Um ein hohes spektrales Auflösungsvermögen erreichen zu können, ist also ein guter Standort mit möglichst geringem „Seeing“ notwendig (DRECHSEL et al., 2012).

## 2.2. Echelle Spektrograph

Das Problem bei höheren Beugungsordnungen  $n$  ist die Tatsache, dass die jeweiligen Ordnungen dann überlappen, also das Licht verschiedener Ordnungen und Wellenlängen unter dem gleichen Ausfallswinkel  $\beta$  am Blaze-Gitter gebeugt werden. Hier kommt der sogenannte *Echelle Spektrograph* (aus dem Französischen: Stufe, Leiter) zum Einsatz. Er besteht neben den be-

## 2.2. Echelle Spektrograph

reits oben genannten Bestandteilen des Gitterspektrographen noch aus einem weiteren Gitter oder Prisma, das zur Dispersionsrichtung des Blaze-Gitters um exakt  $90^\circ$  gedreht ist und zwischen Kamera-Objektiv und Blaze-Gitter angebracht wird. Dieses „Querdispersionselement“ sorgt dafür, dass die einzelnen überlappenden Beugungsordnungen räumlich voneinander getrennt werden. Es entsteht ein streifenförmiges Echelle-Spektrum, dessen Ordnungen nicht, wie sonst bei einem Transmissionsgitter üblich, jeweils einzeln das gesamte Spektrum abbilden, sondern jede dieser Ordnungen deckt nur einen kleinen Teilbereich des Spektrums ab (s. Abbildung 2.2). Dies kann durch eine geschickte Wahl der beteiligten Parameter  $n$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $d$  erreicht werden. Das komplette zusammenhängende Spektrum entsteht durch Zusammenfügen der Einzelordnungen. Damit reicht ein relativ kleiner, rechteckiger CCD Detektor völlig aus, um den vollständigen Spektralbereich abdecken zu können (DRECHSEL et al., 2012). Die jeweiligen Einzelordnungen werden von der sogenannten Blaze-Wellenlänge  $\lambda_n^0$  beeinflusst,

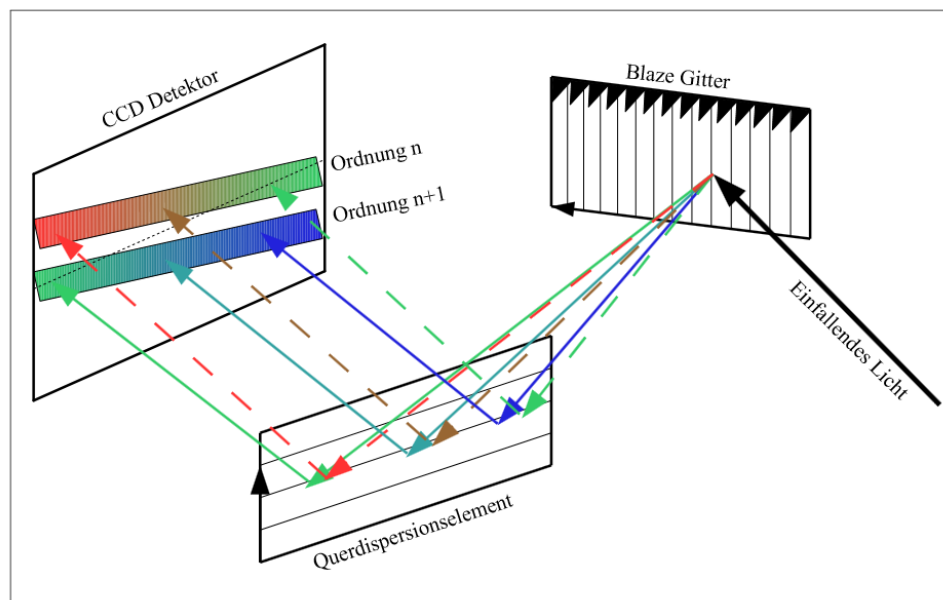


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau und Strahlengang bei einem Echelle Spektrographen. Die überlappenden höheren Beugungsordnungen werden durch das zusätzliche „Querdispersionselement“ auf dem CCD Detektor räumlich voneinander getrennt. Zusätzlich enthält jede der Ordnungen nur noch einen Teil des gesamten Spektrums. (DRECHSEL et al., 2012)

die dafür verantwortlich ist, dass nur der Bereich um  $\lambda_n^0$  des Spektrums abgedeckt wird. Genauer gesagt, steckt hinter dem Intensitätsverlauf innerhalb einer Ordnung die Blaze-Funktion, die bei  $\lambda_n^0$  ein Maximum besitzt und zu den Seiten hin stark abfällt (vgl. Abschnitt 6.1 und Abbildung 6.2b) (DRECHSEL et al., 2012).

Bei Verwendung der Blaze-Wellenlänge  $\lambda_n^0$  lässt sich das spektrale Auflösungsvermögen eines Echelle Spektrographen relativ gut zu

$$R_{\text{Echelle}} = \frac{\lambda_n^0}{\Delta\lambda_n^0} \approx K = \text{const.} \quad (2.2.1)$$

## 2. Untersuchung von Sternspektren mit optischen Instrumenten

---

abschätzen.  $K$  beschreibt hierbei eine gerätespezifische Konstante, die sich aus den verschiedenen Parametern (Einfallswinkel und Ausfallswinkel, Spaltabstand, Spaltbreite etc.) des Echelle-Spektrographen bestimmen lässt. Natürlich sollte das Auflösungsvermögen des CCD-Detektors dem des Spektrographen angepasst werden, d. h. die Pixelgröße des Detektors muss klein genug sein, damit er die hohe Auflösung auch registrieren kann (DRECHSEL et al., 2012).

## 3. Sternwinde

### 3.1. Strahlungsdruck getriebene Winde heißer Sterne

Der Sternwind, oft auch stellarer Wind genannt, ist der von der Oberfläche eines Sterns ausgehende Partikelstrom, der sowohl aus elektrisch geladenen als auch ungeladenen Teilchen bestehen kann. Meist wird dabei nur ein verschwindend geringer Teil der Sternmasse abgetragen. Jedoch besitzen sehr junge und weit entwickelte Sterne starke Winde mit Endgeschwindigkeiten von bis zu einigen tausend  $\text{km s}^{-1}$ , sodass der dadurch verursachte Massenverlust pro Jahr in diesen Fällen für Leuchtkräftige Blaue Veränderliche (LBVs) bis hin zu einem Tausendstel der Sonnenmasse betragen kann. Im Folgenden sollen die Strahlungsdruck getriebenen Winde heißer Sterne dargestellt werden.

Für heiße Sterne ab einer Oberflächentemperatur von circa 10 000 K sind die Winde nur aus den chemischen Bestandteilen der Sternoberfläche, d. h. einfach oder mehrfach ionisierten Gasatomen aufgebaut. Hier werden die Winde deshalb vorwiegend durch den Strahlungsdruck beschleunigt. Da dieser aber im Vergleich zu AGB-Sternen deutlich höher ist, erreichen Winde heißer Sterne höhere Endgeschwindigkeiten von bis zu einigen tausend  $\text{km s}^{-1}$  und damit auch Massenverlusten im Bereich von  $10^{-3} M_{\odot}$  pro Jahr. Zusätzlich zu ihrer Stärke haben diese Winde aber noch eine weitere wichtige Eigenschaft. Sie sind nämlich hochgradig inhomogen. Dies kann in Doppelsternsystemen insofern nachgewiesen werden, als dass der Sternwind dann vom kompakten Begleiter, meist ein Neutronenstern oder ein Weißer Zwerg, akkretiert wird. Dieser Massentransfer sorgt auf der Oberfläche des Sekundärsterns für Röntgenstrahlung, die direkt proportional zum akkretierten Windmaterial ist (s. Abschnitt 4.3) (ROSSWOG, 2007). Ein empirisch gefundenes Gesetz, das den Betrag der Windgeschwindigkeit am Ort des kompakten Begleiters in Abhängigkeit von der Entfernung vom Primärstern hinreichend gut beschreibt, lautet:

$$v_w(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{1}{r}\right)^{\beta}, \quad (3.1.1)$$

wobei  $\beta$  ein Windgeschwindigkeitsparameter, der typischerweise im Bereich von  $0,6 - 1$  liegt,  $v_{\infty}$  die Endwindgeschwindigkeit und  $r$  die radiale Entfernung in Einheiten des Primärsternradius darstellt. Die Endwindgeschwindigkeit  $v_{\infty}$  kann mit Hilfe von P-Cygni-Profilen abgeschätzt werden (s. Abschnitt 3.2).

Befindet sich der Sternwind in einem stationären Zustand, so kann die Massenverlustrate des Primärsterns für sphärisch symmetrische Winde zusätzlich zu

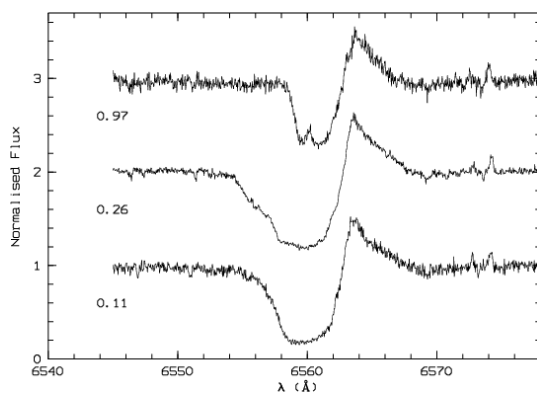
$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v_w(r) \quad (3.1.2)$$

bestimmt werden, wobei  $\rho(r)$  für die Dichte des Materials im Abstand  $r$  vom Stern steht (ROSSWOG, 2007).

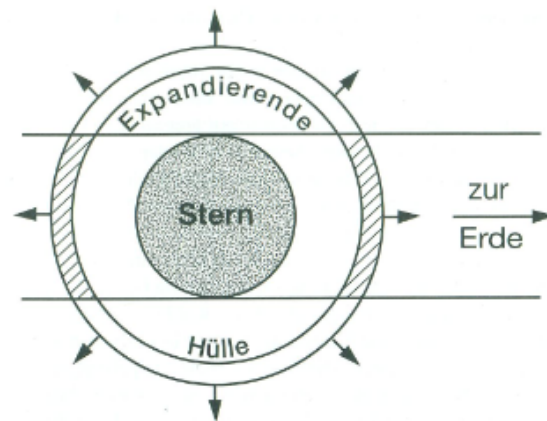
## 3.2. Spektroskopischer Nachweis: P-Cygni-Profile

Anhand von P-Cygni-Profilen (siehe Abbildung 3.1a) kann die Endwindgeschwindigkeit eines intensiven Sternwindes für Sterne mit einer stark expandierenden Hülle abgeschätzt werden. Dies ist folgendermaßen zu verstehen: Die P-Cygni-Linienprofile sind ein Ausdruck von dichtem Gas, das mit großer Geschwindigkeit von einem Stern abströmt. Sie beschreiben breite Emissionslinien, an deren kurzwelliger Seite sich unmittelbar eine blau verschobene Absorption anschließt (KALER, 1994).

Die Abbildung 3.1b verdeutlicht die Entstehung von Emission und Absorption. Das ausströ-



(a) Ausgewählte variable P-Cygni-Profile für  $H_{\alpha}$ -Linien des Beispielsterns IRAS 08544-4431. Jedes Profil ist durch die zugehörige orbitale Phase gekennzeichnet. (MAAS et al., 2003)



(b) Zur Entstehung eines P-Cygni-Profiles. (ISRAEL et al., 1997)

Abbildung 3.1.: P-Cygni-Linienprofile.

mende Gas, das sich von der Erde aus gesehen neben der Sternscheibe befindet, erzeugt die Emissionslinie. Da sich dieses Gas zu gleichen Teilen von uns weg, auf uns zu und seitlich zur Sichtlinie bewegt, ist die daraus resultierende Emissionslinie breit, aber unverschoben. Der Teil des Sternwindes, der sich von der Erde aus gesehen vor der Sternscheibe befindet, emittiert zwar auch etwas Linienstrahlung, jedoch absorbiert er vielmehr noch die Kontinuumsstrahlung der Sternoberfläche. Es kommt also insgesamt zu einer Absorption. Weil sich das Gas vor der Sternscheibe genau auf uns zu bewegt, ist diese Absorption blau verschoben. Der am stärksten blau verschobene Teil des Linienprofils („Kante“) entspricht dann der Maximalgeschwindigkeit des Windes (s. Abbildung 3.1a). Der namensgebende Stern P Cygni dieser Profile ist ein Überriese mit einer scheinbaren Helligkeit von circa 4,8 mag und dem Spektraltyp B1 Ia, bei dem obiges Verhalten zum ersten Mal nachgewiesen worden ist (KALER, 1994).



### 3.3. Akkretionsmodell für Doppelsterne

Die Massenakkretion aus dem Sternwind wird üblicherweise im Bondi-Hoyle Modell beschrieben. Hierbei wird eine sphärisch symmetrisch verteilte Akkretion angenommen. Ziel ist es dabei, die Massenrate  $\dot{M}_B$ , die vom kompakten Begleiter akkretiert wird, möglichst genau abzuschätzen. Hierzu folgen nun einige Grundüberlegungen, die für das weitere Verständnis unabdingbar sind. Der Einfachheit halber, wird beim Bondi-Hoyle Modell die Windgeschwindigkeit als konstant angesehen und damit Gleichung (3.1.1) vernachlässigt (MEREGHETTI et al., 2012). Die Windgeschwindigkeit liegt typischerweise im Bereich der Fluchtgeschwindigkeit  $v_{\text{esc}}$ :

$$v_w \approx v_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2GM}{R}}. \quad (3.3.1)$$

$M$  und  $R$  stehen hier für die Masse und den Radius des Primärsterns (ROSSWOG, 2007). Da sich der kompakte Begleiter im Wind des Hauptsterns bewegt, ist seine relative Geschwindigkeit über

$$v_{\text{rel}} = \sqrt{v_w^2 + v_c^2} \quad (3.3.2)$$

mit  $v_c$  als der Bahngeschwindigkeit des Begleiters definiert (ROSSWOG, 2007). Damit ergibt sich der Akkretionsradius, also der Radius, bei dem die Gesamtenergie des zum Begleiter strömenden Materials  $mv^2/2 - GmM_B/r$  negativ wird und infolgedessen Akkretion möglich ist, zu:

$$r = R_a = \frac{2GM_B}{v_{\text{rel}}^2}. \quad (3.3.3)$$

Die Bahngeschwindigkeit des Sekundärsterns  $v_c$  ist meist viel kleiner als die eigentliche Windgeschwindigkeit  $v_w$  des Primärsterns. Folglich resultiert aus Gleichung (3.3.2)  $v_{\text{rel}} \approx v_w$  (ROSSWOG, 2007). Die gesamte Massenrate  $\dot{M}_B$ , die auf den Begleiter innerhalb eines Zylinders mit Radius  $R_a$  übertragen wird, wird dann mit Gleichung (3.3.3) zu:

$$\dot{M}_B = \pi R_a^2 \rho v_w = 4\pi \rho \frac{(GM_B)^2}{v_w^3}. \quad (3.3.4)$$

Der Bruchteil an akkretiertem Material ergibt sich damit aus den Gleichungen (3.3.1), (3.1.2), (3.3.3) und (3.3.4) schließlich zu:

$$\eta = \frac{\dot{M}_B}{\dot{M}} = \frac{\pi R_a^2 \rho(r) v_w}{4\pi r^2 \rho(r) v_w(r)} \stackrel{r=a}{=} \frac{G^2 M_B^2}{a^2 v_w^4} = \frac{1}{4} \left( \frac{M_B}{M} \right)^2 \left( \frac{R}{a} \right)^2. \quad (3.3.5)$$

Hierbei ist  $a$  die große Halbachse der Umlaufbahn des Begleiters und im letzten Umformungsschritt wurde wieder die Endwindgeschwindigkeit durch die Fluchtgeschwindigkeit aus Gleichung (3.3.1) ausgedrückt (ROSSWOG, 2007).

Gleichung (3.3.5) etwas umgeschrieben führt auf die vereinfachte Form

$$\dot{M} \pi R_a^2 = 4\pi a^2 \dot{M}_B. \quad (3.3.6)$$

Im Allgemeinen „verliert“ ein Körper der Masse  $m$ , der von einem Objekt der Masse  $M$  mit Radius  $R$  akkretiert wird, einen Teil seiner potentiellen Energie. Dieser Anteil lässt sich über

$$\Delta U = \int_R^\infty \frac{GMm}{r^2} dr = \frac{GMm}{R} \quad (3.3.7)$$

berechnen und wird bei der Akkretion abgestrahlt. Die resultierende Leuchtkraft kann dabei als Änderung der abgestrahlten Energie über der Zeit aufgefasst werden:

$$L_{\text{acc}} = \Delta \dot{U} = \frac{GM}{R} \dot{m} . \quad (3.3.8)$$

Überträgt man diesen allgemeinen Fall auf die oben beschriebene Bondi-Hoyle (BH) Akkretion, so ergibt sich mit Hilfe der Gleichungen (3.3.3) (3.3.6), (3.3.7) und (3.3.8):

$$L_{\text{acc,BH}} = \frac{GM_{\text{B}}}{R_{\text{B}}} \dot{M}_{\text{B}} \approx \frac{(GM_{\text{B}})^3 \dot{M}}{R_{\text{B}} a^2 v_{\text{w}}^4} \quad (3.3.9)$$

mit  $M_{\text{B}}$  und  $R_{\text{B}}$  als der Masse bzw. dem Radius des kompakten Begleiters sowie  $\dot{M}$  als der Massenverlustrate des Primärsterns. Die Leuchtkraft ist also direkt proportional zur akkretierten Massenrate  $\dot{M}_{\text{B}}$  und wird als Röntgenstrahlung freigesetzt.

## 4. Das System HD 49798/RX J0648.0-4418

### 4.1. Erste Untersuchungen im optischen bis ultravioletten Wellenlängenbereich

Der O-Unterkzwerg HD 49798 ist etwa 650 Parsec von der Erde entfernt und steht am Südhimmel im Sternbild *Achterdeck des Schiffs* (Puppis). Darum ist er von Europa aus vollständig nur im äußersten Süden, also z. B. in Südspanien oder auf Sizilien, zu sehen. Seine scheinbare Helligkeit beträgt 8,3 mag, zu schwach, um mit bloßem Auge sichtbar zu sein<sup>2</sup>.

In astronomischer Hinsicht ist dieser sdO6-Stern nicht zuletzt deshalb so interessant und faszinierend, da es sich hier um einen einzelligen (SB1) Doppelstern handelt, d. h. es ist nur eine sichtbare und damit auch messbare Komponente ausreichender Helligkeit im Sternspektrum vorhanden. Ohne geeignete Radialgeschwindigkeitsuntersuchungen erscheint der Begleiter RX J0648.0-4418 also unsichtbar. Die ältesten Vermessungen des Sterns im sichtbaren Wellenlängenbereich datieren aus dem Jahr 1970, in dem A. D. Thackeray erste Radialgeschwindigkeiten publizierte. Diese wurden anhand zahlreicher Helium- und Stickstofflinien vermessen und die Umlaufperiode zu circa 1,55 Tagen bestimmt. Eine genauere Untersuchung lieferte ebenfalls noch 1970  $P_{\text{orb}} = 1,5476637 \pm 0,0000032$  Tage (THACKERAY, 1970). Spätere, von Bauer & Husfeld im Jahre 1995 veröffentlichte spektroskopische Analysen der chemischen Zusammensetzung ergaben dann einen 2,8-fachen Helium-, einen 0,05-fachen Kohlenstoff-, einen 25-fachen Stickstoff- und einen 1,4-fachen Siliziumgehalt von HD 49798 im Vergleich zur Sonne. Der hohe Helium- und Stickstoffgehalt zusammen mit dem Mangel an Kohlen- und Wasserstoff, weist darauf hin, dass die äußeren wasserstoffreichen Schichten des O-Unterkzwergs durch den CNO-Zyklus mit der Zeit in Helium umgewandelt worden sein müssen. Auch könnte die Hülle des unmittelbaren Vorgängers von HD 49798 somit während einer gemeinsamen Common-Envelope-Phase verloren gegangen sein.

In den darauffolgenden Jahren konnten obendrein mittels längeren und exakteren Messungen die ersten Aussagen über die große Halbachse und Massenfunktion gemacht werden. Stickland & Lloyd verifizierten im Jahre 1994 die Werte  $a_{\text{opt}} \sin i \sim 3,60 R_{\odot}$  und  $f_{\text{m,opt}} = 0,263 \pm 0,004 M_{\odot}$  mit Hilfe von Absorptionslinien im UV-Bereich (STICKLAND, 1994). Jedoch blieben die Eigenschaften und die Beschaffenheit des Begleitsterns trotz der umfangreichen Untersuchungen lange Zeit verborgen. Es war nicht eindeutig feststellbar, ob es sich nun um einen kompakten Begleiter oder doch um einen Hauptreihenstern (F4-K0) handeln sollte. Der Hauptgrund hierfür lag insbesondere daran, dass HD 49798 ein solch heißer ( $T_{\text{eff}} \sim 47.000$

---

<sup>2</sup>[http://lexikon.freenet.de/HD\\_49798](http://lexikon.freenet.de/HD_49798)

K) und leuchtkräftiger ( $\log(L/L_{\odot}) \sim 3,90$ ) Unterzwerg ist, sodass er seinen Begleiter zumindest im optischen bis ultravioletten Wellenlängenbereich überstrahlt. Zudem konnte die mögliche Bedeckung des Systems im Röntgenbereich, also die kurze Abnahme des emittierten Röntgenflusses aufgrund der Tatsache, dass sich der Sekundär- hinter den Primärstern schiebt, in den Messungen von Israel u.a. nicht abgedeckt werden (ISRAEL et al., 1997). Im optischen Bereich wurde das Zentrum der Bedeckung aber schon von Stickland & Lloyd bei einem Julianischen Datum von  $T_0 = 2443960.9632$  Tagen beobachtet (STICKLAND, 1994).

Weitere Modellbetrachtungen von Entwicklungsszenarien von ehemaligen Hauptreihensternen zu Unterzweigen von Kudritzki & Simon aus dem Jahr 1978 schätzten die Masse des sdOs zu  $\sim 0,7 - 2,7 M_{\odot}$  ab und sagten für den Begleiter eine ähnliche Masse vorher. Sie waren die ersten, die die These eines möglichen Massentransfers auf den Begleitstern prognostizierten und ermittelten durch weitere optische Spektroskopie einen Radius des sdO-Sterns von  $R_C = 1,45 \pm 0,25 R_{\odot}$  (KUDRITZKI, 1978).

## 4.2. HD 49798 - Ein Röntgen-Doppelstern

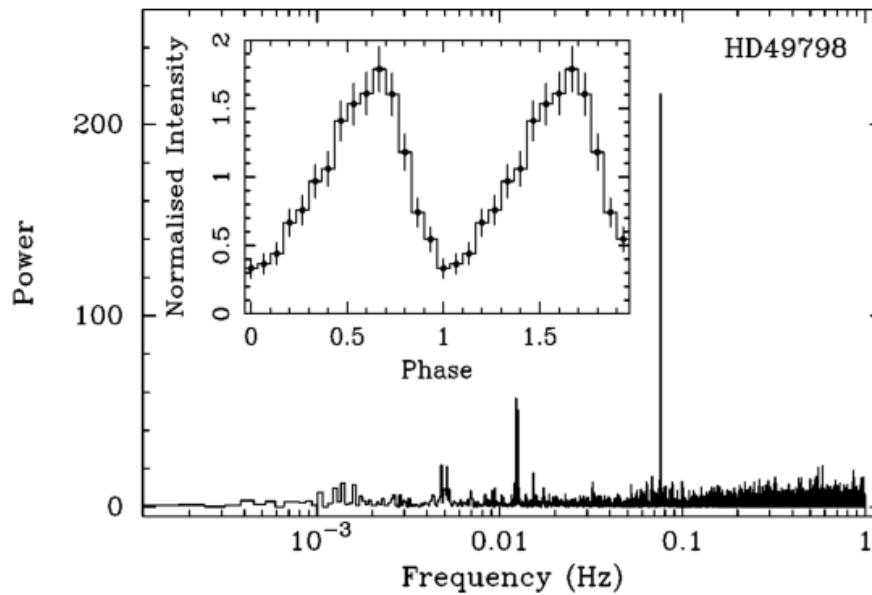


Abbildung 4.1.: Frequenzspektrum der Lichtkurve von HD 49798 im Energiebereich von 0,1 – 2,0 keV. Die „gephaste“ Lichtkurve ist ebenfalls zu sehen. (ISRAEL et al., 1997)

G. L. Israel u. a. beobachteten am 11. November des Jahres 1992 eine für HD 49798 charakteristische Röntgenstrahlung in einem Energiebereich von 0,1–2,0 keV mit dem *ROSAT Position Sensitive Proportional Counter*, kurz ROSAT PSPC (ISRAEL et al., 1997). Nach der Datenreduktion (u. a. Filtern möglicher störender Hintergrundsignale und baryzentrische Korrekturen

## 4.2. HD 49798 - Ein Röntgen-Doppelstern

der Photonenankunftszeiten) konnte das Frequenzspektrum über eine Fouriertransformation bestimmt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Während die Peaks um 0,0049 und 0,0125 Hz aufgrund ähnlicher Spektren anderer Zielobjekte nur auf instrumentale Effekte zurückzuführen sind, ist der Anstieg bei  $\sim 0,076$  Hz der stellaren Quelle zuzuschreiben. Diese Frequenz entspricht einer Periodendauer der Röntgenpulse von  $13,1789 \pm 0,0007$  s. Des Weiteren wurde eine erste obere Grenze für die Veränderung dieser Periode mit der Zeit zu  $|\dot{P}| < 2,3 \cdot 10^{-7} \text{ s s}^{-1}$  abgeschätzt.

Das Spektrum von HD 49798 ist im gegebenen Energiebereich sehr weich, d. h. es hat ein

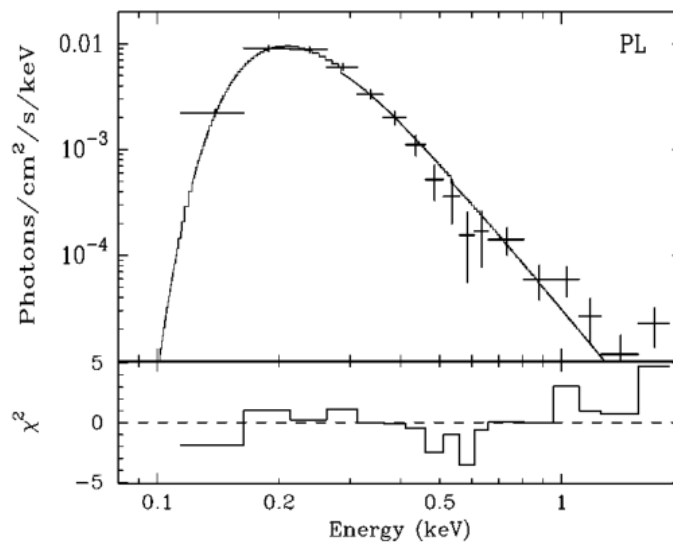


Abbildung 4.2.: Zusammengesetztes Intensitätsspektrum mit Fehlerbalken und einem Potenzgesetz als bestmöglichem Fitmodell. Die Residuenwerte sind ebenfalls dargestellt. (ISRAEL et al., 1997)

Maximum bei einer niedrigen Energie von nur  $\sim 0,2$  keV und fällt zu höheren Energien steil ab. Dies ist deutlich in Abbildung 4.2 erkennbar. Der Photonenindex  $\Gamma$ , der mit der Wellenlänge der nachgewiesenen Photonen skaliert und aufgrund der Beziehung  $E = hc/\lambda$  umso größer wird, je weicher das Spektrum ist, sowie die interstellare Wasserstoffsäulendichte  $N_{\text{H}}$  dienen als Fitparameter für die in Abbildung 4.2 gezeigte Kurve. Es ergaben sich die Werte  $\Gamma = 4,7 \pm 0,5$  und  $N_{\text{H}} = 2,1_{-0,4}^{+0,7} \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Eine erste Abschätzung für die Leuchtkraft bei einer Entfernung des Sterns von 650 pc zur Erde ergab damit  $\sim 4 \cdot 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  (ISRAEL et al., 1997).

Um erste Aussagen über die gesamte Massenakkretionsrate  $\dot{M}_{\text{B}}$ , die auf den Begleitstern RX J0648.0-4418 übertragen wird, machen zu können, verwendeten Israel u.a. das in Abschnitt 3.3 beschriebene Bondi-Hoyle Akkretionsmodell. Für HD 49798 wurde die Endwindgeschwindigkeit schon von Hamann u.a. 1981 aus geeigneten P-Cygni-Profilen zu  $v_{\infty} = v_{\text{w}} \sim 1350 \text{ km s}^{-1}$  bestimmt. Daraus ergab sich über synthetische Modellbetrachtungen eine Massenverlustrate des heißen Unterzwergs von  $\dot{M} = 5 \cdot 10^{-10} - 10^{-8} M_{\odot}$  pro Jahr (HAMANN et al., 1981). Durch den in Gleichung (3.3.6) dargestellten Zusammenhang konnte  $\dot{M}_{\text{B}}$  mit Hilfe der in der

Parameter	Wertebereich
$v_c$	80-160 km s <sup>-1</sup>
$a \sin i$	3,60 $R_\odot$
$M$	0,7-2,1 $M_\odot$
$M_B$	0,85-1,5 $M_\odot$

Tabelle 4.1.: Zur Bestimmung von  $\dot{M}_B$  verwendete Parameter in den angegebenen Wertebereichen.

*Bemerkung: Die große Halbachse  $a$  der Umlaufbahn des Begleiters wurde über  $a \sin i = 3,60 R_\odot$  für verschiedene Inklinationwinkel  $i$  berechnet.*

Tabelle 4.1 aufgelisteten Werte berechnet werden. Es ergab sich eine Massenakkretionsrate  $\dot{M}_B$  des kompakten Begleiters zwischen  $\sim 10^{11} \text{ g s}^{-1}$  und  $6 \cdot 10^{14} \text{ g s}^{-1}$  (ISRAEL et al., 1997). Die 13 s Röntgenpulsationen resultieren aus der Rotation des Begleitsterns. Damit könnte es sich bei RX J0648.0-4418 nur noch um einen entarteten Stern, d. h. um einen Weißen Zwerg oder einen Neutronenstern handeln, da ein normaler Stern nicht so schnell rotieren kann.

Für den Fall eines Weißen Zwerges ergab sich aus der oben bestimmten Massenakkretionsrate mit Hilfe von Gleichung (3.3.9) eine Akkretionsleuchtkraft der emittierten Röntgenstrahlung von  $2 \cdot 10^{28} - 2 \cdot 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  und für einen Neutronenstern  $1 \cdot 10^{31} - 1 \cdot 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$  (ISRAEL et al., 1997).

Im Allgemeinen sind die Spektren von Röntgenpulsaren aber hart mit einem Photonenindex  $\Gamma \sim 0 - 2$ . Daher ist es eher unwahrscheinlich, dass es sich bei RX J0648.0-4418 wirklich um einen Neutronenstern handelt (ISRAEL et al., 1997).

In jedem Fall wurde dank der gemessenen Röntgenpulse HD 49798/RX J0648.0-4418 als das erste Doppelsternsystem gefunden, das aus einem heißen O-Unterkzwerg und einem kompakten akkretierenden Begleiter besteht. Dies stützt die These, dass HD 49798 eventuell der übrig gebliebene Rest eines Vorgängersterns ist, der während einer gemeinsamen Common-Envelope-Phase nahezu seine gesamte äußere Wasserstoffhülle durch Massentransfer verloren hat (ISRAEL et al., 1997).

### 4.3. RX J0648.0-4418 - Ein magnetischer Weißer Zwerg

Es dauerte nicht lange, da untersuchten Bisscheroux u.a. im Jahr 1997 das System genauer, um in erster Linie den Begleitstern zu identifizieren. Sie gingen dabei von den spektroskopischen Befunden von Kudritzki & Simon aus dem Jahr 1978 aus, deren Ergebnisse in Abschnitt 4.1 näher beschrieben sind. Ausgangspunkt waren also die Atmosphärenparameter, der Radius, die Distanz zum System und die Leuchtkraft von HD 49798 (BISSCHEROUX et al., 1997).

Nachdem sie die Ergebnisse der Spektraluntersuchungen von Israel u.a. ebenfalls verifiziert hatten, sprachen sich Bisscheroux u.a. aufgrund der Ähnlichkeit zu den weichen Spektren der sogenannten DQ-Herculis-Sterne mit einer weichen Schwarzkörperkomponente mit  $k_B T_{BB} \sim 40 - 60 \text{ eV}$  und einem schwachen harten Bremsstrahlungsanteil mit  $k_B T_{B_{\text{rems}}} \sim 10 \text{ keV}$  für

### 4.3. RX J0648.0-4418 - Ein magnetischer Weißer Zwerg

---

einen magnetischen Weißen Zwerg-Begleiter aus. Bei DQ-Herculis-Sternen handelt es sich um enge Doppelsternsysteme, die meist aus einem massearmen Hauptreihenstern und einem Weißen Zwerg bestehen, dessen Magnetfeld so stark ist, dass der Massentransfer zwischen beiden Sternen hierdurch signifikant beeinflusst wird. Sie gehören deshalb zur Klasse der magnetischen kataklysmischen Veränderlichen, die aufgrund der variierenden Massenakkretion markante Helligkeitsänderungen aufweisen. Der Massenübertrag resultiert, wie bei allen kataklysmischen Veränderlichen, aus "Roche-lobe overflow" hin zu den magnetischen Polen des kompakten Begleitsterns. Dabei kann sich keine richtige Akkretionsscheibe ausbilden, da die starken Magnetfelder die ionisierte Materie an sich binden (PATTERSON, 1994).

Durch einen solchen magnetischen Weißen Zwerg-Begleiter, dessen Rotationsachse nicht mit seiner magnetischen Achse zusammenfällt, wäre es möglich, dass das akkretierte Material schon bei größeren Entfernungen zu den magnetischen Polen hingezogen werden würde. Mit der Zeit würden sich aufgrund der starken Dichte an den Polen bei Akkretion von weiterem Material ähnlich wie bei der Entstehung des Polarlichtes auf unserer Erde Schockfronten (d. h. Verdichtungsstöße) in der Akkretionssäule oberhalb des Sterns bilden, die zu einem heißen Plasma führen. Dies würde dann den harten (energiereicheren) Anteil der emittierten Röntgenstrahlung erklären, der ab einem Energiewert von ungefähr 1 keV dominiert. Ein großer Teil dieser harten Strahlung würde dann aber an der Oberfläche des Weißen Zwerges abgefangen und neu aufbereitet werden, wodurch der wesentlich weichere Anteil des beobachteten Emissionsspektrum entstehen könnte. Insgesamt käme damit die beobachtete Leuchtkraft zwischen  $10^{30}$  und  $10^{33}$  erg s<sup>-1</sup> zustande. Um das Verhalten des harten Teils exakt beschreiben zu können, wären unterschiedliche Modelle abhängig von der jeweiligen Temperatur des Plasmas notwendig. Deshalb ist es meist einfacher, andere Modelle wie z. B. Potenzgesetze, thermische Bremsstrahlung oder auch Schwarzkörperspektren nur zum Verständnis der weicheren Strahlung zu verwenden. Das genaue Verhältnis von harter zu weicher Strahlung wird besonders durch Faktoren wie geometrische Effekte, der Masse des Weißen Zwerges, der Stärke des magnetischen Feldes oder der Akkretionsrate bestimmt (MEREGETTI et al., 2011a). In jedem Fall würde der bisher am schnellsten rotierende DQ-Herculis-Stern AE Aquarii mit einer Periode von circa 33 s von RX J0648.0-4418 abgelöst werden, wenn es sich bei Letzterem tatsächlich um einen magnetischen Weißen Zwerg handelt (BISSCHEROUX et al., 1997).

Abbildung 4.3 zeigt die Abhängigkeit der Röntgenleuchtkraft von der Windgeschwindigkeit in der Nähe des Begleiters. Diese Kurve wurde wiederum über den in Abschnitt 3.3 beschriebenen Bondi-Hoyle Formalismus erstellt. Aus Gleichung (3.3.9) geht der in der Abbildung charakteristische Zusammenhang  $L_{acc,BH} \propto v_w^{-4} \approx v_{esc}^{-4}$  hervor. Man kann erkennen, dass für eine aus spektroskopischen Untersuchungen und Evolutionsmodellen abgeschätzte Massenverlustrate des Primärsterns von  $\dot{M} = \dot{M}_{wind} = 3 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  pro Jahr ein Neutronenstern im für HD 49798 relevanten Bereich von Windgeschwindigkeiten zwischen 800 km s<sup>-1</sup> und 1350 km s<sup>-1</sup> eine Leuchtkraft zwischen  $10^{35}$  erg s<sup>-1</sup> und  $10^{36}$  erg s<sup>-1</sup> verursachen würde. Um dies mit der beobachteten Leuchtkraft von  $10^{32}$  erg s<sup>-1</sup> bzw.  $10^{33}$  erg s<sup>-1</sup> in Einklang zu bringen, wäre entweder eine deutlich größere Windgeschwindigkeit oder eine viel geringere Massenverlustrate des Primärsterns notwendig. Dies ist aber beides bei einem solch heißen Unterzwerg nicht zu erwarten. Bei einem Weißen Zwerg mit den angegebenen Maßen würde dies hingegen zu

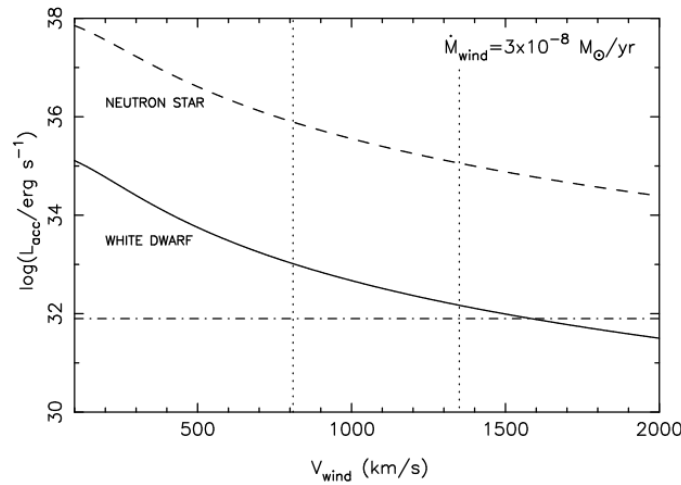


Abbildung 4.3.: Erwartete Leuchtkraft durch Windakkretion in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit in der Nähe des kompakten Begleiters ermittelt durch Bondi-Hoyle Akkretion für einen Neutronenstern mit  $M = 1,4 M_{\odot}$ ,  $R = 10 \text{ km}$  und  $a = 8 R_{\odot}$  und für einen Weißen Zwerg mit  $M = 1,0 M_{\odot}$ ,  $R = 6000 \text{ km}$  und  $a = 7 R_{\odot}$ . Die gestrichelt-gepunktete Linie beschreibt die unterste Grenze der detektierten Röntgenstrahlung bei circa  $8 \cdot 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ , während die gepunkteten Linien die im Text näher betrachteten Windgeschwindigkeiten andeuten. (BISSCHEROUX et al., 1997)

einer Leuchtkraft zwischen  $10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  und  $10^{33} \text{ erg s}^{-1}$  führen und läge damit tatsächlich im Bereich der gemessenen Werte (BISSCHEROUX et al., 1997).

#### 4.4. HD 49798 - Ein bedeckendes Doppelsternsystem

Nach den bisher gemachten Entdeckungen am System HD 49798/RX J0648.0-4418 wurde vermehrt versucht, die Bedeckung des Begleiters im Röntgenbereich nachzuweisen. Dies würde einen großen Fortschritt im Hinblick auf die Bestimmung der Inklination des Systems sowie der Massen der beteiligten Sterne bedeuten. Während die Bedeckung im optischen Wellenlängenbereich bereits im Jahre 1994 von Stickland & Lloyd vermessen wurde (s. Abschnitt 4.1), dauerte es bis zum Jahr 2009 ehe erste Ergebnisse diesbezüglich im Röntgenbereich erzielt werden konnten. Mereghetti u.a. beobachteten das Doppelsternsystem in der Nacht vom 10. auf den 11. Mai des Jahres 2008 mit dem *Newton X-ray Multimirror Mission* Satelliten, abgekürzt XMM. Aufgrund der verbesserten Technik, d. h. der erhöhten Sensitivität und Auflösung im Energiebereich von 0,15 – 12 keV im Vergleich zu den Aufnahmen von 1992, konnte zunächst einmal optisch die orbitale Periode des Systems über Radialgeschwindigkeitsmessungen exakter bestimmt werden. Das Ergebnis war eine Periode von  $P_{\text{orb}} = 1,5476666 \pm 0,0000022$  Tagen.

Die Abbildung 4.4a zeigt die erste Aufnahme der Bedeckung im Röntgenbereich. Außerdem

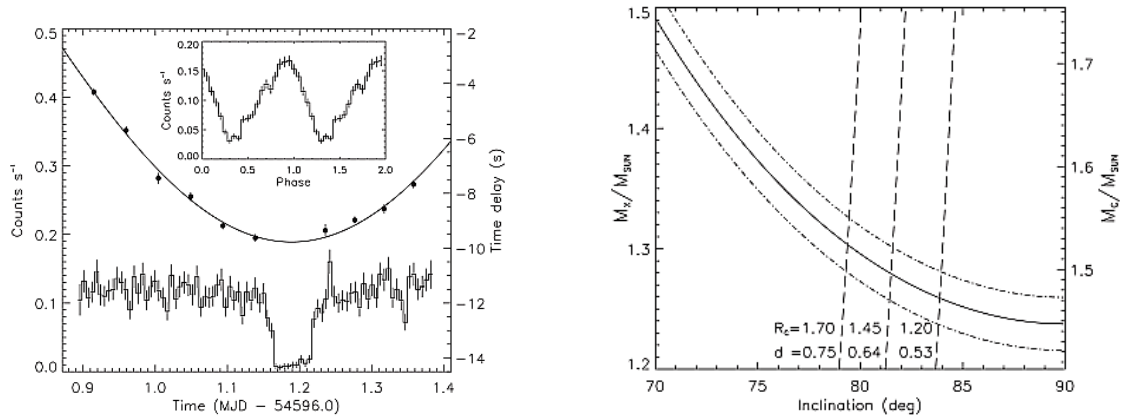


#### 4.4. HD 49798 - Ein bedeckendes Doppelsternsystem

ist das Pulsprofil des Weißen Zwerges, neu gemessen von Mereghetti u.a., für zwei Zyklen im Energiebereich von  $0,15 - 0,4$  keV dargestellt. Ein Fit an diese aufgenommenen Messwerte ergab einen genaueren Wert für die Periode der Röntgenpulse von  $P = 13,18425 \pm 0,00004$  s. Mit Hilfe der Timing-Analyse und einem Vergleich zwischen den Werten der Rotationsperiode von 1992 und 2008 ergab sich eine bessere Abschätzung der Perioden zu  $-5 \cdot 10^{-13} \text{ s s}^{-1} < \dot{P} < 9 \cdot 10^{-13} \text{ s s}^{-1}$  (MEREGETTI et al., 2009).<sup>3</sup>

Die Zeitverzögerung der Pulse, die sich daraus ergibt, dass sich der Weiße Zwerg abwechselnd auf die Erde zu und weg bewegt, kann ebenfalls der Abbildung 4.4a entnommen werden. Hierfür wurden zehn Messpunkte ermittelt, die mit einer sinusförmigen Kurve gefittet wurden. Daraus resultierte eine große Halbachse für den Röntgenbereich von  $a_X \sin i = 9,78 \pm 0,06$  Lichtsekunden und damit eine Massenfunktion von  $f_{m,X} \sim 0,419 \pm 0,008 M_{\odot}$ .

Mit Hilfe beider Massenfunktionen, d. h. derjenigen aus dem optischen (s. Abschnitt 4.1) und



(a) Profil der gemessenen Röntgenpulse (oben), Zeitverzögerung der Röntgenpulse (Mitte) und aufgenommene Lichtkurve des Weißen Zwerg-Begleiters von HD 49798 im Röntgenbereich mit Energien von  $0,15 - 0,4$  keV (unten). (MEREGETTI et al., 2009)

(b) Masse von HD 49798 (rechte Achse) und seines Weißen Zwerges (linke Achse) in Abhängigkeit vom Inklinationwinkel des Doppelsternsystems. Die gestrichelt-gepunkteten Linien markieren eine Unsicherheit von  $1\sigma$ . Der im Abschnitt 4.1 betrachtete Radius  $R_C = 1,45 \pm 0,25 R_{\odot}$  des Unterzwerges sorgt für obere und untere Grenzwerte des Inklinationwinkels (gestrichelt). Die sich für den Radius  $R_C$  ergebenden Abstände  $d$  sind in kpc angegeben. (MEREGETTI et al., 2009)

Abbildung 4.4.: Zur Charakterisierung des Systems HD 49798.

dem Röntgenbereich, konnten nun die Massen beider Sterne in Abhängigkeit der verschiedenen möglichen Inklinationwinkel ermittelt werden. Diesen Zusammenhang beschreibt Abbildung 4.4b. Die durchgezogene Linie der Abbildung gibt diejenigen Werte an, die durch die beiden

<sup>3</sup>Eine spätere von Mereghetti u.a. durchgeführte Timing-Methode aus dem Jahre 2011 lieferte eine Rotationsperiode von  $P = 13,18424736 \pm 0,00000016$  s und  $-2,9 \cdot 10^{-13} < \dot{P} < 3,6 \cdot 10^{-13} \text{ s s}^{-1}$  bzw. sogar  $|\dot{P}| < 6 \cdot 10^{-15} \text{ s s}^{-1}$  (MEREGETTI et al., 2013). Dies illustriert die stabile Rotation des Weißen Zwerges.

Massenfunktionen im optischen und Röntgenbereich festgelegt werden. Wie aus dem Diagramm ersichtlich wird, konnte die Inklination des Systems somit auf Winkel zwischen  $79^\circ$  und  $84^\circ$  eingegrenzt werden, was wiederum mit Hilfe von Gleichung (1.0.1) umgerechnet in Massenwerten von HD 49798 und seines Weißen Zwerges von  $M_C = 1,50 \pm 0,05 M_\odot$  bzw.  $M_{WD} = 1,28 \pm 0,05 M_\odot$  resultiert. Für den Radius des Weißen Zwerges ergab sich durch das Auftreten der 13 s Röntgenpulse und der bestimmten unteren Massengrenze ein oberes Limit von circa 6000 km. Auf diese Weise war also eine genauere Abschätzung der Masse von HD 49798 im Vergleich zu früheren Messungen möglich und zum ersten Mal konnte die Masse seines Begleiters angegeben werden (MEREGHETTI et al., 2009).

## 4.5. Röntgenstrahlung von HD 49798

Die Abbildung 4.5 stellt die orbitalen Lichtkurven des Weißen Zwerges RX J0648.0-4418 dar, die Mereghetti u.a. aus ihren Beobachtungen vom 3. Mai 2002, vom 4. Mai 2002, vom 17. September 2002 und schließlich zwischen dem 10. und 11. Mai 2008 zusammengestellt haben. Alle Zeiträume sind in der Abbildung in der genannten Reihenfolge mit den Buchstaben A bis E kenntlich gemacht. Was besonders ersichtlich wird, ist die Tatsache, dass ein signifikanter Flussanteil mit Photonenzählraten von  $(2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$  Ereignissen pro Sekunde sogar während der Bedeckung (entspricht einer orbitalen Phase von circa 0,75 in Abbildung 4.5) ausgemacht werden kann. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der heiße Untertzweig HD 49798 selbst Röntgenstrahlung emittiert, die somit auch in allen aufgenommenen Spektren vorhanden ist. Deshalb wurde bei der nachfolgenden Spektralanalyse dieser Anteil herausgerechnet, um wirklich nur den Röntgenfluss des Weißen Zwerges zu erfassen. Genauer konnte die Röntgenstrahlung während der Bedeckung aber aufgrund der zu geringen Belichtungszeit nicht untersucht werden (MEREGHETTI et al., 2011a).

Die Spektralanalyse erfolgte analog zu derjenigen von Israel u.a. aus dem Jahre 1992. Dieses Mal jedoch auch für den Zeitraum während der Bedeckung. Das orbitale Phasenintervall zwischen 0,73 und 0,77 konnte entweder gut mit einem Potenzgesetz oder mit einer thermischen Bremsstrahlung beschrieben werden. Die resultierenden Parameter dieser Modelle sind in Tabelle 4.2 festgehalten (MEREGHETTI et al., 2011a).

Für den Bereich des Spektrums außerhalb der Bedeckung wurde indes ein guter Fit durch ein zweiteiliges Modell erreicht, das aus einem Schwarzkörper und entweder einem Potenzgesetz oder einer thermischen Bremsstrahlung besteht (s. Tabelle 4.3) (MEREGHETTI et al., 2011a). Ein Vergleich der erstellten Lichtkurven der Beobachtungen aus dem Jahre 2002 und 2008 ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Auf der einen Seite sind keine signifikanten Variationen erkennbar. Auf der anderen Seite jedoch, besitzen die beiden Energiebereiche klare Differenzen bezüglich ihrer Lichtkurven. Der weiche Schwarzkörperanteil hat ein nahezu sinusförmiges Profil, wohingegen die Lichtkurve über einem Energiewert von 0,5 keV von zwei Peaks geprägt ist, die eine unterschiedlich hohe Intensität aufweisen und zudem noch außer Phase im Vergleich zu den weichen Pulsen sind (s. Aufnahme vom Mai 2008). Was dagegen insgesamt beim Vergleich der aufgenommenen Spektren auffällt, ist die Tatsache, dass die Eigenschaften des Weißen

## 4.5. Röntgenstrahlung von HD 49798

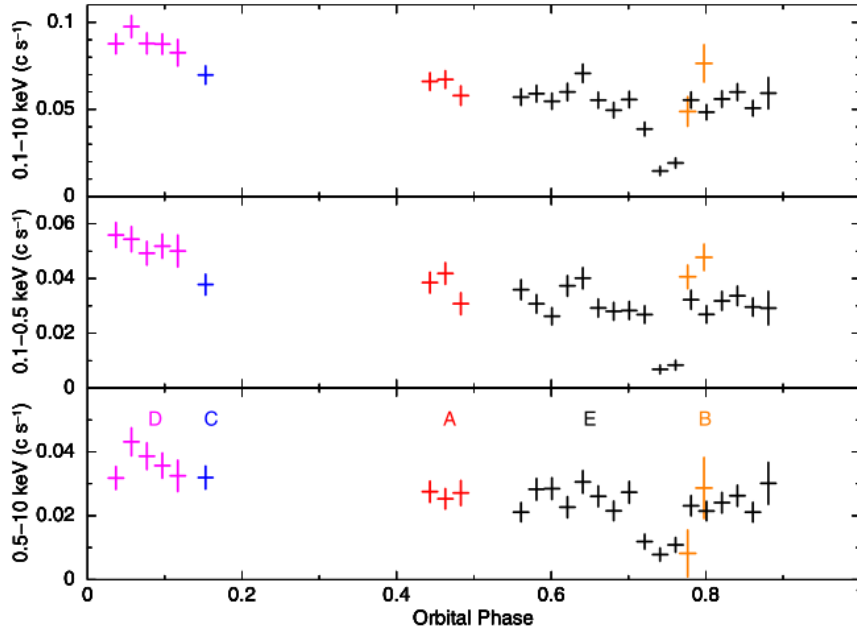


Abbildung 4.5.: Orbitale Lichtkurven von RX J0648.0-4418 in drei Energiebereichen: 0,1-10 keV (oben), 0,1-0,5 keV (Mitte) und 0,5-10 keV (unten). Die verschiedenen Buchstaben stehen für die unterschiedlichen Beobachtungszeiträume und die Bedeckung liegt bei einer orbitalen Phase von  $\sim 0,75$ . (MEREGHETTI et al., 2011a)

Parameter	Wert
$\Gamma$	$2,8 \pm 0,3$
$k_B T_{\text{Brems}}$	$0,55^{+0,3}_{-0,2}$ keV
$N_H$	$2,7 \cdot 10^{19}$ cm $^{-2}$

Tabelle 4.2.: Ermittelte Fitparameter der Röntgenemission von HD 49798 während der Bedeckung mit Hilfe eines Potenzgesetzes mit Photonenindex  $\Gamma$  oder einer thermischen Bremsstrahlung mit dem angegebenen Wert für  $k_B T_{\text{Brems}}$ . Die interstellare Wasserstoffsäulendichte  $N_H$  ergibt für beide Modelle denselben Wert.

Parameter	Wert
$k_{\text{B}}T_{\text{BB}}$	$\sim 39 \text{ eV}$
$\Gamma$	$1,6 \pm 0,1$
$N_{\text{H}}$	$< 2,4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$
$L_{\text{BB}}$	$\sim 9 \cdot 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$
$k_{\text{B}}T_{\text{BB}}$	$\sim 40 \text{ eV}$
$k_{\text{B}}T_{\text{Brems}}$	$\sim 8 \text{ keV}$
$N_{\text{H}}$	$< 1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$
$L_{\text{BB}}$	$\sim 8 \cdot 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$

Tabelle 4.3.: Ermittelte Fitparameter der Röntgenemission von HD 49798 außerhalb der Bedeckung mit Hilfe eines zweiteiligen Modells aus Schwarzkörper (BB) und Potenzgesetz bzw. Schwarzkörper (BB) und thermischer Bremsstrahlung (Brems). Außerdem sind die resultierenden bolometrischen Leuchtkräfte  $L_{\text{BB}}$  beider Möglichkeiten angegeben.

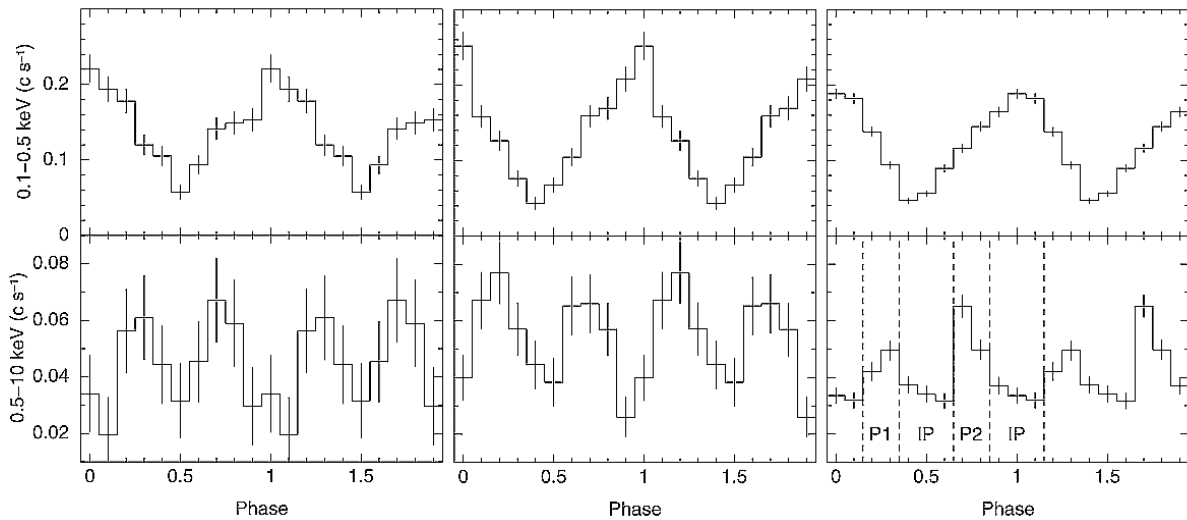


Abbildung 4.6.: „Gephaste“ Lichtkurven im weichen und harten Energiebereich beobachtet im Mai 2002 (links), im September 2002 (Mitte) und im Mai 2008 (rechts). (MEREGHETTI et al., 2011a)

## 4.6. Eine weitere Röntgenquelle im Doppelsternsystem

---

Zwerges RX J0648.0-4418 ziemlich stabil sein müssen, da keine markanten Variationen in der Rotationsperiode sowie in der Form des Pulsprofils erkennbar sind (MEREGETTI et al., 2011a).

## 4.6. Eine weitere Röntgenquelle im Doppelsternsystem

Mereghetti u.a. untersuchten die während der Bedeckung emittierte Röntgenstrahlung nochmals im Jahre 2011. Sie benutzten hierfür wiederum den *Newton X-ray Multimirror Mission* Satelliten und nahmen im Zeitraum von Mai bis September in insgesamt sechs Nächten Daten auf (MEREGETTI et al., 2013).

Mittels Annahme einer symmetrischen Bedeckung, d. h. gleich schnell verlaufendem Ein- und

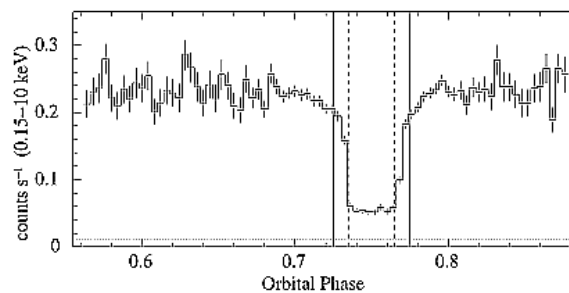


Abbildung 4.7.: „Gephaste“ Lichtkurve von RX J0648.0-4418 im Energiebereich von 0,15-10 keV. Die horizontal gepunktete Linie steht für die Hintergrundstrahlung und die durchgezogenen vertikalen Linien kennzeichnen den Beginn und das Ende der Bedeckung. Anhand der vertikal gestrichelten Linien kann eine symmetrische Bedeckung ausgemacht werden. (MEREGETTI et al., 2013)

Austritt des Weißen Zwerges, und der orbitalen Lichtkurve aus Abbildung 4.7, in der die durchgezogenen vertikalen Linien den Beginn und das Ende der Bedeckung kennzeichnen, konnte deren Länge im Energiebereich von 0,15 – 0,5 keV zu  $4311 \pm 52$  s abgeschätzt werden. Ein- und Austritt (in Abbildung 4.7 die Bereiche zwischen den gestrichelten und durchgezogenen vertikalen Linien) betragen jeweils  $525 \pm 49$  s. Der stufenförmige Verlauf des Ein- und Austritts könnte einerseits damit erklärt werden, dass die detektierte Röntgenstrahlung aus einem Bereich um den kompakten Begleiter stammt. Hierfür wäre dann eine weitere Röntgenquelle im Doppelsternsystem verantwortlich. Andererseits könnte die Strahlung aber auch stufenförmig in den dichtesten Regionen des Sternwindes nahe der Oberfläche von HD 49798 absorbiert werden. Letzteres müsste aber zu einer leichten Energieabhängigkeit der Lichtkurve nahe der Bedeckung führen, die nicht bestätigt werden konnte. Folglich könnte es sich tatsächlich um eine weitere, bislang noch nicht bestätigte Röntgenquelle handeln (MEREGETTI et al., 2013).

## 4.7. Zukünftige Entwicklung des Systems

Die Zukunft des Systems hingegen, ist nach der Bestimmung der Masse des Begleiters relativ klar. In einer weiteren Common-Envelope-Phase, in der die Roche-Grenze von HD 49798 erneut erreicht wird und es somit wiederum zu einem "Roche-lobe overflow" kommen wird, steigt der Massentransfer auf den Weißen Zwerg durch das heliumreiche Material erheblich. Modelle haben gezeigt, dass Raten von  $10^{-6}$  bis  $10^{-5} M_{\odot}$  dabei keine Seltenheit sind. Dies würde dazu führen, dass der ohnehin schon sehr massive Weiße Zwerg die Chandrasekhar-Massengrenze von  $1,4 M_{\odot}$  erreichen und eine Supernovaexplosion vom Typ Ia unmittelbar bevorstehen würde. Falls es sich aber bei RX J0648.0-4418 um einen sauerstoff- und stickstoffreichen Weißen Zwerg handelt, könnte es zu einem Kollaps des Begleitsterns kommen, der durch die Massenakkretion bedingt ist. Dies würde dann in einem Neutronenstern, genauer einem Millisekunden-Pulsar (MSP), mit einer Rotationsperiode von einer bis zehn Millisekunden und erhöhter Lebensdauer resultieren (MEREGETTI et al., 2011a).

## 4.8. Fazit

HD 49798 ist der erste registrierte heiße O-Unterkzwerg, bei dem Röntgenemission detektiert werden konnte. Mit Hilfe langjähriger spektroskopischer Untersuchungen im optischen und ultravioletten Wellenlängenbereich konnten seine Hauptparameter wie Masse, Radius, Effektivtemperatur sowie Leuchtkraft bestimmt werden. Die Natur des aus seinem Sternwind akkretierenden Begleiters RX J0648.0-4418 blieb jedoch längere Zeit unbekannt. Erst die Ergebnisse von Bisscheroux u.a. aus dem Jahr 1997 konnten die registrierte Röntgenleuchtkraft angemessen durch einen magnetischen Weißen Zwerg erklären. Aus späteren Vermessungen der Bedeckung im Röntgenbereich durch Mereghetti u.a. im Jahr 2009 konnten zudem die Masse des Begleitsterns  $M_{WD} = 1,28 \pm 0,05 M_{\odot}$  und die Inklination des Systems mit Winkeln zwischen  $79^{\circ}$  und  $84^{\circ}$  abgeleitet werden. Eine zukünftige Supernovaexplosion vom Typ Ia ist indes am wahrscheinlichsten, wenn der weiße Zwerg in einer weiteren gemeinsamen Common-Envelope-Phase die Chandrasekhar-Massengrenze überschreiten wird.

Die Abbildung 4.8 fasst nochmals alle bisherigen Ergebnisse, allerdings ohne die neuesten Messungen von Mereghetti u.a. aus dem Jahre 2011, über das Doppelsternsystem um den heißen Unterkzwerg HD 49798 und seinen Weißen Zwerg-Begleiter RX J0648.0-4418 zusammen.

## 4.8. Fazit

Parameter	Symbol	Value	Reference <sup>a</sup>
Orbital period	$P_{\text{orb}}$	$1.5476666 \pm 0.0000022$ days	(1)
Eccentricity	$e$	0	(2)
Inclination	$i$	$79^\circ\text{--}84^\circ$	(1)
Distance	$d$	$650 \pm 100$ pc	(3)
HD 49798			
Mass	$M_{\text{sd}}$	$1.50 \pm 0.05 M_{\odot}$	(1)
Effective temperature	$T_{\text{eff}}$	46,500 K	(4)
Magnitudes		$U = 6.758, B = 8.017, V = 8.287$	(5)
Surface gravity	$\log g$	4.35 cgs	(4)
Radius	$R_{\text{sd}}$	$1.45 \pm 0.25 R_{\odot}$	(3)
Luminosity	$L$	$3 \times 10^{37}$ erg s <sup>-1</sup>	(3)
RX J0648.0–4418			
Mass	$M_{\text{WD}}$	$1.28 \pm 0.05 M_{\odot}$	(1)
Radius	$R_{\text{WD}}$	3000 km	
Luminosity	$L_X$	$10^{32}$ erg s <sup>-1</sup>	
Spin period	$P$	$13.18425 \pm 0.00004$ s	(1)
Period derivative	$\dot{P}$	$-5 \times 10^{-13} \text{ s s}^{-1} < \dot{P} < 9 \times 10^{-13} \text{ s s}^{-1}$	

**Note.** <sup>a</sup> **References.** (1) Mereghetti et al. 2009; (2) Stickland & Lloyd 1994; (3) Kudritzki & Simon 1978; (4) Hamann 2010; (5) Landolt & Uomoto 2007.

Abbildung 4.8.: Ermittelte Hauptparameter des Doppelsternsystems HD 49798/RX J0648.0–4418 aus dem Jahr 2010. (MEREGETTI et al., 2011a)





## 5. Der „extreme Heliumstern“ BD +37° 442

### 5.1. Erste Untersuchungen im optischen bis ultravioletten Wellenlängenbereich

Parameter	Symbol	BD +37° 442		HD 49798	
		Value	Reference	Value	Reference
Mass ( $M_{\odot}$ )	$M$	0.9	1	$1.50 \pm 0.05$	5
Radius ( $R_{\odot}$ )	$R$	1.6	1	$1.45 \pm 0.25$	6
Surface gravity	$\log g$	$4.0 \pm 0.25$	2	4.35	7
Luminosity ( $L_{\odot}$ )	$L$	25,000	3	14,000	7
Effective temperature (K)	$T_{\text{eff}}$	48,000	3	46,500	7
Magnitudes	$U, B, V$	8.57, 9.73, 10.01	4	6.76, 8.02, 8.29	8
Distance (kpc)	$d$	$2^{+0.9}_{-0.6}$	2	$0.65 \pm 0.1$	6
Terminal wind velocity ( $\text{km s}^{-1}$ )	$v_{\infty}$	2000	3	1350	9
Mass-loss rate ( $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ )	$\dot{M}$	$10^{-8.5}$	3	$10^{-8.5}$	7

**References.** (1) Husfeld 1987; (2) Bauer & Husfeld 1995; (3) Jeffery & Hamann 2010; (4) Landolt 1973; (5) Mereghetti et al. 2009; (6) Kudritzki & Simon 1978; (7) Hamann 2010; (8) Landolt & Uomoto 2007; (9) Hamann et al. 1981.

Abbildung 5.1.: Ermittelte Hauptparameter der O-Unterkategorie BD +37° 442 und HD 49798 aus dem Jahr 2010. (MEREGHETTI et al., 2012)

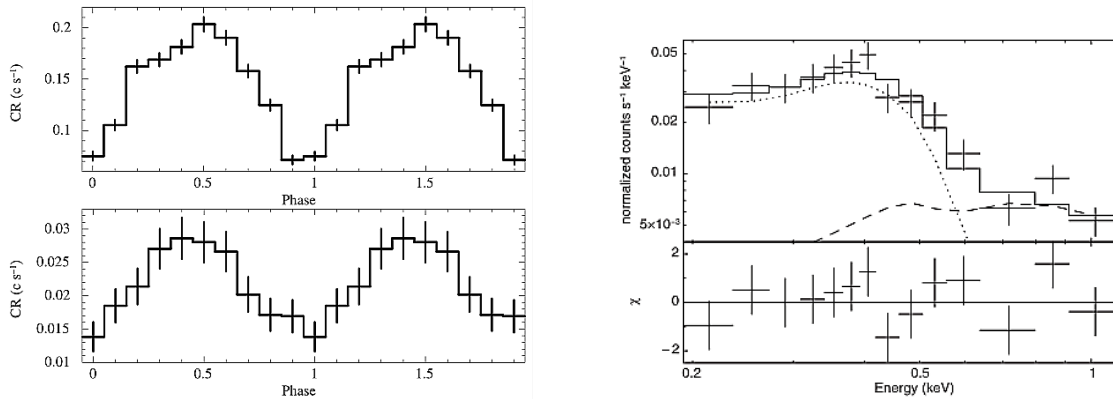
Die in Kapitel 4 dargelegten Entdeckungen und Ergebnisse über HD 49798 und seinen kompakten Begleiter RX J0648.0-4418 veranlassten La Palombara u.a. dazu, bei anderen heißen Unterkategorien ähnlichen Spektraltyps nach Röntgenemission zu suchen. Einer der möglichen Kandidaten war der circa 2 kpc entfernte helle O-Unterkategorie BD +37° 442, von dem man schon seit seiner Entdeckung im Jahre 1966 durch Rebeiro wusste, dass sein Wasserstoffgehalt komplett aufgebraucht ist (REBEIRO, 1966). Deshalb wird er des Öfteren auch heute noch zur Gruppe der „extremen Heliumsterne“ gezählt. Eine detaillierte Untersuchung seines optischen Spektrums ergab ähnlich wie bei HD 49798 neben den charakteristischen Heliumlinien obendrein noch Absorptionslinien von Kohlen- und Stickstoff. Auch konnten im ultravioletten Spektrum P-Cygni-Profilen gefunden werden, die auf einen ausgeprägten Sternwind hindeuten. Jeffery & Hamann analysierten im Jahre 2010 die P-Cygni-Linien mit Hilfe von synthetischen Spektren und konnten eine Endwindgeschwindigkeit von  $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$  mit signifikanten Massenverlusten von circa  $3 \cdot 10^{-9} M_{\odot}$  pro Jahr feststellen (JEFFERY, 2010). Daneben konnten die anderen Hauptparameter wie Masse, Radius, Effektivtemperatur, Leuchtkraft u.a. durch weitere spektroskopische Aufnahmen mit anschließender Spektralanalyse in den Jahren 1973-2010 ermittelt werden (s. dazu auch Husfeld u.a. 1987, Bauer & Husfeld 1995 und Landolt

u.a. 1973). Diese sind, wie Abbildung 5.1 zeigt, relativ ähnlich zu HD 49798. Ein großer Unterschied zwischen beiden Sternen blieb aber dennoch all die Jahre bestehen: Es gab keinen Hinweis darauf, dass BD +37° 442 auch einen kompakten Begleiter, sei es ein Neutronenstern oder ein Weißer Zwerg, besitzt. Im August des Jahres 2011 gelang es La Palombara u.a. allerdings Röntgenstrahlung nachzuweisen (MEREGETTI et al., 2012).

## 5.2. Röntgenemission von BD +37° 442

Die Messungen wurden, wie es auch schon bei den neueren Beobachtungen von HD 49798 im Röntgenbereich der Fall gewesen war, mit dem *Newton X-ray Multimirror Mission* Satelliten aufgenommen. Die Nettozählrate der registrierten Photonen betrug in etwa  $10^{-3} - 10^{-2}$  Ereignisse pro Sekunde und das Spektrum erschien ebenfalls weich. Letzteres resultiert aus der Tatsache, dass BD +37° 442 nicht bei Energien höher als  $\sim 2$  keV detektiert werden konnte (MEREGETTI et al., 2012).

Mit Hilfe der Timing-Methode konnte, wie schon bei HD 49798, das Pulsprofil der emittierten



(a) „Gephaste“ Röntgenlichtkurve von HD 49798 (oben) und BD +37° 442 (unten) im Energiebereich 0,15 – 2 keV. (MEREGETTI et al., 2012)

(b) Oben: Röntgenspektrum von BD +37° 442 im Energiebereich 0,15 – 2 keV mit dem bestmöglichen Fitergebnis aus Potenzgesetz (gestrichelt) und Schwarzkörper (gepunktet). Unten: Residuen in Einheiten von  $\sigma$  zwischen Messung und Modell. (MEREGETTI et al., 2012)

Abbildung 5.2.: Zur Röntgendetektion bei BD +37° 442.

Röntgenstrahlung bestimmt werden (vgl. Abbildung 5.2a). Es zeigte eine signifikante Modulation mit einer Periode von  $19,156 \pm 0,001$  s ähnlich wie HD 49798 (MEREGETTI et al., 2012).

Um die genauen Eigenschaften dieser Röntgenstrahlung herauszufinden, wurde eine Spektralanalyse durchgeführt. Zunächst dienten zur Beschreibung einkomponentige Fits wie ein

## 5.2. Röntgenemission von BD +37° 442

---

Potenzgesetz oder ein Schwarzkörperspektrum. Diese waren aber bei Weitem nicht zufriedenstellend und ergaben unphysikalisch hohe Fitparameter wie einen Photonenindex von  $\Gamma \sim 5$  bzw. eine Schwarzkörpertemperatur von  $k_{\text{B}}T_{\text{BB}} = 93 \text{ keV}$ . Eine deutliche Verbesserung zeigte sich erst dann, als ein zweikomponentiger Fit verwendet wurde (s. Abbildung 5.2b). Dabei lieferte ein Modell, das aus einem Potenzgesetz und einem Schwarzkörper aufgebaut ist, das beste Ergebnis, auch wenn der Photonenindex zwischen den Werten  $-1$  und  $4$  schwankte. Der beste Wert für den Photonenindex ergab sich zu  $\Gamma = 2,25$ , woraus für die anderen Parameter Werte von  $N_{\text{H}} = (1,4_{-0,6}^{+0,7}) \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  und  $k_{\text{B}}T_{\text{BB}} = 45_{-9}^{+11} \text{ keV}$  resultierten. Nur circa 28% der im Energiebereich von  $0,2 - 1 \text{ keV}$  insgesamt absorbierten Strahlung von  $f_{\text{abs,X}} = (2,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  kann auf das Potenzgesetz zurückgeführt werden. Bolometrischer Fluss und Leuchtkraft der Schwarzkörperkomponente betragen bei einer angenommenen Distanz von  $2 \text{ kpc}$   $1,7 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bzw.  $7,8 \cdot 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ . Aufgrund der extremen Schwankungen des Photonenindex und den daraus resultierenden Unsicherheiten der Schwarzkörpertemperatur waren diese Werte jedoch sehr stark fehlerbehaftet. Wiederholt wurde der Fit für Photonenindizes von  $\Gamma = 1$  und  $\Gamma = 3$ , woraus sich ein mögliches Energieintervall für  $k_{\text{B}}T_{\text{BB}}$  von  $30 - 68 \text{ keV}$  ergab. Infolgedessen ließ sich dann eine Röntgenleuchtkraft zwischen  $\sim 10^{32}$  und  $\sim 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$  ableiten (MEREGHETTI et al., 2012).

Die Ähnlichkeit der Röntgenlichtkurve und des Spektrums mit dem von HD 49798 legt nahe, dass es sich bei BD +37° 442 wie bei HD 49798 um einen Doppelstern mit einem schnell rotierenden kompakten Begleiter handeln müsste. Die Strahlung würde also, wie schon in Abschnitt 4.3 beschrieben, durch Windakkretion zustande kommen und die Röntgenpulse aus der Rotation des Begleitsterns. Die Dichte und besonders die Windgeschwindigkeit am Ort des möglichen kompakten Begleiters soll hier nun unter Verwendung von Gleichung (3.1.1) in Abhängigkeit der Entfernung vom Primärstern betrachtet werden. Hierzu wurden die von Hamann & Jeffery im Jahre 2010 gefundenen Werte  $v_{\infty} \sim 2000 \text{ km s}^{-1}$  und  $\dot{M} \sim 3 \cdot 10^{-9} M_{\odot}$  pro Jahr verwendet. Nimmt man des Weiteren noch Bondi-Hoyle Akkretion an und verknüpft die darin enthaltene orbitale Separation  $a$  (s. Gleichung (3.3.5)) über das 3. Keplersche Gesetz (Zweikörperproblem) mit der orbitalen Periode  $P_{\text{orb}}$ , so kann ganz einfach ein Zusammenhang zwischen der Akkretionsleuchtkraft (vgl. Gleichung (3.3.9)) und  $P_{\text{orb}}$  hergestellt werden. Dazu müssen aber natürlich die Massen und Radien der beteiligten Körper bekannt sein. Der ermittelte Zusammenhang für einen Neutronenstern als Begleiter von BD +37° 442 mit 1,4-facher Sonnenmasse und einem Radius von  $10 \text{ km}$  und für einen Weißen Zwerg mit einer Masse von  $0,6 M_{\odot}$  und  $10\,000 \text{ km}$  Radius kann der Abbildung 5.3 entnommen werden. In beiden Fällen wurde die von Husfeld u.a. abgeleitete Masse von  $0,9 M_{\odot}$  für den heißen Unterzwerg BD +37° 442 benutzt. Die horizontal gestrichelten Linien kennzeichnen die oben ermittelten Minimal- und Maximalwerte für die Röntgenleuchtkraft der Schwarzkörperkomponente von BD +37° 442 (MEREGHETTI et al., 2012).

Obwohl die beobachtete Akkretionsleuchtkraft aufgrund der weiter oben beschriebenen Probleme beim Fitten der Schwarzkörperkomponente relativ ungenau bestimmt werden konnte, geht aus Abbildung 5.3 eindeutig hervor, dass es sich beim möglichen Begleiter von BD +37° 442 um einen Neutronenstern mit einer Orbitalperiode zwischen einem und mehreren Tagen handeln sollte. Allerdings sind die typischen Spektren von Neutronensternen in klassischen Röntgen-Doppelsternsystemen normalerweise deutlich härter, weshalb diese ersten Klassifizie-

rungsversuche des möglichen kompakten Begleiters trotzdem mit Vorsicht zu genießen sind. Es könnte sich zudem dennoch um einen Weißen Zwerg handeln, falls die Trennung der beiden Komponenten des Systems so gering ist, dass starker “Roche-lobe overflow” stattfindet. Dann käme es zu einer deutlich höheren Akkretionsrate und damit auch Leuchtkraft für einen Weißen Zwerg-Begleiter als in Abbildung 5.3 dargestellt ist (MEREGETTI et al., 2012). Zuletzt konnten Heber u.a. im Jahre 2013 mit Hilfe von NLTE-Modellatmosphären mit der

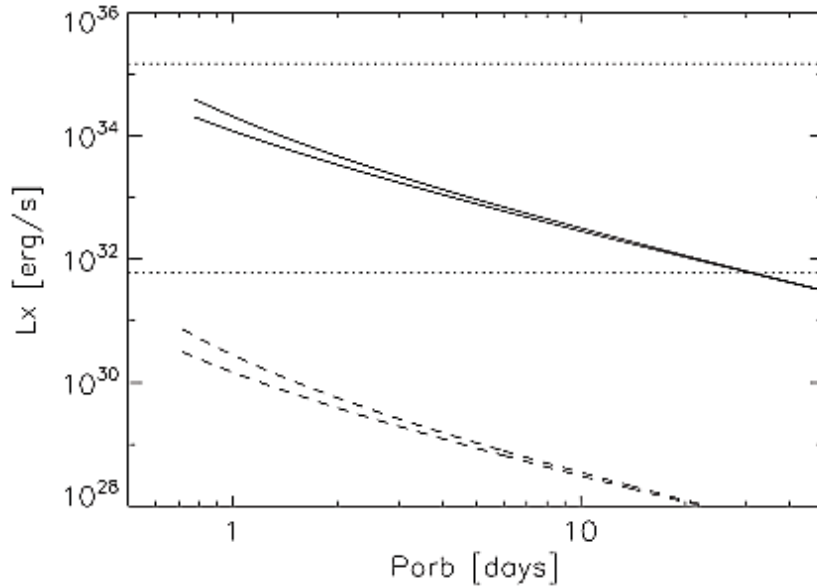


Abbildung 5.3.: Erwartete Akkretionsleuchtkraft in Abhängigkeit von der orbitalen Periode des möglichen Doppelsternsystems BD 37° 442. Dargestellt sind die Fälle eines Weißen Zwerges (gestrichelte Linien) und eines Neutronensterns (durchgezogene Linien) für die Windparameter  $\beta = 0,6$  und  $\beta = 1,0$ . Die horizontal gepunkteten Linien kennzeichnen das Minimum und das Maximum der ermittelten Leuchtkraft der Schwarzkörperkomponente. (MEREGETTI et al., 2012)

effektiven Oberflächentemperatur  $T_{\text{eff}}$ , der Schwerebeschleunigung  $\log g$ , dem Verhältnis von Helium zu Wasserstoff sowie der Rotationsgeschwindigkeit  $v_{\text{rot}}$  als freien Parametern eine projizierte Rotationsgeschwindigkeit von BD +37° 442 von circa  $60 \text{ km s}^{-1}$  ableiten (s. Abbildung 5.4). Dieser Wert ist insofern unüblich, als dass die meisten bisher bekannten heißen Unterzwerges vergleichsweise langsam rotieren. Eine Möglichkeit diese Rotationsgeschwindigkeit und zugleich den gemessenen Röntgenfluss verstehen zu können, wäre eine orbitale Periode des Röntgen-Doppelsterns in der Größenordnung von einigen Stunden bis zehn Tagen. In diesem Fall würde die Rotation des Unterzwergs aufgrund von starken Gezeitenkräften ähnlich wie bei Erde und Mond gebunden verlaufen (HEBER et al., 2013).

Die ersten Radialgeschwindigkeitsvermessungen von BD +37° 442 wurden noch von Reberrot bei dessen Erstentdeckung im Jahre 1966 durchgeführt. Damals wurde ein Wert von  $-156,4 \pm 1,1 \text{ km s}^{-1}$  und damit also eine Blauverschiebung gemessen (REBEIROT, 1966). Die nächsten Messungen ergaben im Jahre 1987 u.a. im Rahmen der Untersuchung von 32 heißen

## 5.2. Röntgenemission von BD +37° 442

O-Untergewergen am ESO-3.6 m Teleskop mit dem CASPEC (Cassegrain Echelle Spectrograph) Spektrographen auf dem Berg La Silla in Chile eine Radialgeschwindigkeit von  $-94 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$  (HEBER, 1987). Dieser deutliche Unterschied in den ermittelten Werten legt ein mögliches Doppelsternsystem bei BD +37° 442 nahe, das jedoch mittels weiterer Radialgeschwindigkeitsmessungen verifiziert werden muss. Die genauen Parameter des Doppelsterns sollten hieraus dann abgeleitet werden können (MEREGETTI et al., 2012). Aus diesem Grund wurde im Jahre 2012 eine Kampagne zur Messung der Radialgeschwindigkeitskurve begonnen und im zweiten Halbjahr des Jahres 2013 fortgeführt. Deren Ergebnisse werden in Abschnitt 6.5 dargestellt.

Allene die Tatsache, dass bislang aber neben dem System HD 49798 nur BD +37° 442 als ein

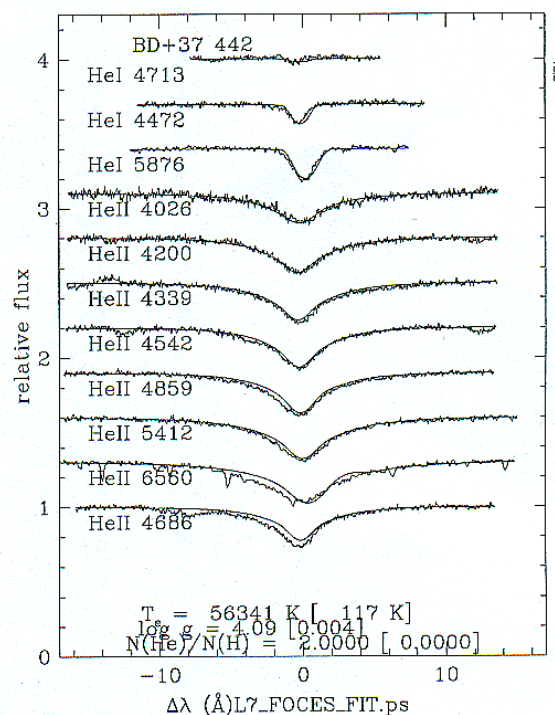


Abbildung 5.4.: Fit von synthetischen NLTE Spektren an ein FOCES Spektrum von BD +37° 442. Hieraus konnte u.a. die projizierte Rotationsgeschwindigkeit von  $\sim 60 \text{ km s}^{-1}$  abgeleitet werden. (HEBER et al., 2013)

weiteres mögliches Doppelsternsystem, aufgebaut aus einem heißen O-Untergewergen und einem kompakten Begleiter, in Frage kommt, verdeutlicht die Einzigartigkeit dieser beiden Systeme (MEREGETTI et al., 2012).



## 6. Radialgeschwindigkeitsstudie von BD +37° 442

### 6.1. Beobachtungen und Datenreduktion

Insgesamt wurden innerhalb eines Zeitraums von einem Jahr (Oktober 2012 bis Dezember 2013) 52 hochauflösende optische Spektren von BD +37° 442 gemacht. Die Mehrzahl hiervon wurde mit Hilfe des CAFE (**C**alar **A**lto **F**iber-fed **E**chelle) Spektrographen am 2.2 m Teleskop des Calar Alto Observatoriums (s. Abbildung 6.1a), auch *Deutsch-Spanisches Astronomisches Zentrum (DSAZ)* genannt, in der Provinz Almería (Spanien) aufgenommen (38 Spektren). Die restlichen 14 Spektren stammen vom *Telescopio Nazionale Galileo*, kurz TNG, auf der Kanareninsel La Palma (vgl. Abbildung 6.1b) und wurden mit dem SARG (**S**pettografo ad **A**lta **R**isoluzione per **G**alileo) Spektrographen aufgenommen. Bei beiden verwendeten Spektrographen handelt es sich um Echelle Spektrographen, deren Funktionsweise und Aufbau schon in Abschnitt 2 erläutert wurde.

In erster Linie sollten aus den Sternspektren durch Messung der Dopplerverschiebung der für



(a) Blick auf das deutsch-spanische Observatorium DSAZ auf dem Calar Alto in 2168 m Höhe. (HATTENBACH, 2014)



(b) Blick auf das Telescopio Nazionale Galileo (TNG) des Roque-de-los-Muchachos-Observatoriums auf La Palma.<sup>4</sup>

Abbildung 6.1.: Die zur Beobachtung von BD +37° 442 verwendeten Observatorien.

einen heißen O-Untergewerk charakteristischen Emissions- und Absorptionslinien die zugehörigen Radialgeschwindigkeitswerte von BD +37° 442 extrahiert werden. Wie bereits in Abschnitt 5.1 angeklungen, dienten hierfür vor allem die verschiedenen Absorptionslinien der Elemente

<sup>4</sup><http://www.globezoom.info/wbb2/print.php?threadid=6323&page=10>

Helium, Kohlen- und Stickstoff. Die genaue Liste der verwendeten Linien kann den Radialgeschwindigkeitstabellen von Teil A des Anhangs entnommen werden.

Im Folgenden soll der dabei durchgeführte Kalibrierungs- und Reduktionsprozess dieser Daten bis hin zur fertigen Radialgeschwindigkeitsanalyse genauestens erläutert werden. Zur Datenreduktion wurde das Programm-Paket MIDAS (*Munich Image Data Analysis System*) genutzt<sup>5</sup>. Zunächst wurden die für jede Nacht separat aufgenommenen *Flatfields*, *Bias* und ThAr-Emissionsspektren eingelesen und jeweils ein sogenanntes *Masterflatfield*, *Masterbias* und *Masteremissionsspektrum* der ThAr-Vergleichslampe erstellt. Dies geschah auf Basis der Bestimmung des Medians, der deutlich robuster gegenüber möglichen Ausreißern als das arithmetische Mittel ist.

Nach diesem Prinzip konnten also für jede Nacht die Pixelwerte der Einzelbilder, die in Blöcke zu je 10 *Flatfields*, 10 *Bias* bzw. 10 ThAr-Aufnahmen eingeteilt wurden, untereinander verglichen und so für jeden einzelnen Pixelvergleich ein Zentralwert (Median) ermittelt werden. Die auf diese Weise entstandene Zwischenaufnahme bestand folglich nur noch aus Medianpixelwerten. Im Anschluss daran wurde die oben erwähnte *Masteraufnahme* dann aus dem arithmetischen Mittel all dieser Zwischenaufnahmen der einzelnen Blöcke erstellt, um einerseits das **S**ignal-zu-**R**ausch Verhältnis durch einen höheren Fluss zu verbessern ( $S/R \sim 20-30$ ) sowie andererseits die schwache ThAr-Lampe im blauen Wellenlängenbereich auszugleichen. Die *Masteraufnahme* diente dann im Folgenden zur Kalibrierung des Sternspektrums.

Während des Kalibrierungsprozesses wurden die verschiedenen Beugungsordnungen und deren Position auf dem CCD Detektor des jeweiligen Spektrographen mit Hilfe des Sternspektrums identifiziert sowie mittels der ThAr-Vergleichslampe (vgl. Abbildung 6.2a) dann jedem Pixel eine Wellenlänge zugeordnet. Letzteres wurde anhand einiger, bereits vorher ausgewählter Emissionslinien im ThAr-Spektrum durchgeführt. Während der Umwandlung wurde dann ein nichttrivialer Optimierungsprozess durchlaufen, der eine Mindestanzahl an zur Kalibrierung von MIDAS erfassten Emissionslinien im Sternspektrum benötigt. Diese "*Total Number Of Lines*" sollte (bei einer benutzten Anzahl an Beugungsordnungen von circa 86) ausreichend hoch sein, um eine fehlerfreie Kalibrierung zu garantieren. Erfahrungsgemäß sollte hier der Prozentsatz der verwendeten Linien über 50% liegen. MIDAS benutzte die erfassten Linien zur Erstellung der Dispersionsrelation, die durch ein Polynom dritter Ordnung beschrieben wird. Im Anschluss daran berechnete das Programm-Paket die spektrale Auflösung  $R$  mit Hilfe des ThAr-Vergleichsspektrums empirisch. Dieser Wert war hoch genug für nahezu alle Spektren und betrug in etwa 55000 – 60000 (DRECHSEL et al., 2012).

Die eigentliche Reduktion des Sternspektrums wurde anschließend mit Hilfe einer in der Skriptsprache S-Lang bzw. dem darauf basierenden ISIS (*Interactive Spectral Interpretation System*) programmierten Pipeline durchgeführt (Irrgang 2013). Hier wurden die verschiedenen, für die Datenreduktion der Rohdaten notwendigen, Punkte abgearbeitet. Es folgt nun ein kurzer Abriss

<sup>5</sup>Noch während der Beobachtung von BD +37° 442 wurde der sogenannte Dunkelstrom subtrahiert. Dieser kommt im Allgemeinen während einer Aufnahme aufgrund der endlichen Temperatur des CCD Detektors des verwendeten Spektrographen zustande. Dies resultiert in thermischen Anregungen innerhalb des jeweiligen CCD Detektors, wodurch ein künstliches Signal abhängig von der Belichtungszeit der Aufnahme hervorgerufen wird. Um dieses Problem zu lösen, wurde ein sogenannter "*Darkframe*", also eine Aufnahme gleicher Dauer und Temperatur aber mit geschlossener Blende der Kamera, vom ursprünglich aufgenommenen Bild abgezogen (DRECHSEL et al., 2012).



## 6.1. Beobachtungen und Datenreduktion

---

der darin enthaltenen Schritte am Beispiel eines Echelle-Spektrographen (SARG bzw. CAFE):  
**Entfernung von Cosmics:** Cosmics sind Artefakte, die durch hoch-energetische, kosmische Teilchen erzeugt werden. Ihr Vorkommen ist dabei abhängig von der jeweiligen Belichtungszeit. Die durch diese Teilchen hervorgerufene Signalstärke liegt fast immer deutlich höher als die der beobachteten Quelle. Cosmics können durch Anwendung eines numerischen Filters, der Intensität und Pixelausdehnung dieser Ereignisse mit einbezieht, wirkungsvoll entfernt werden (DRECHSEL et al., 2012).

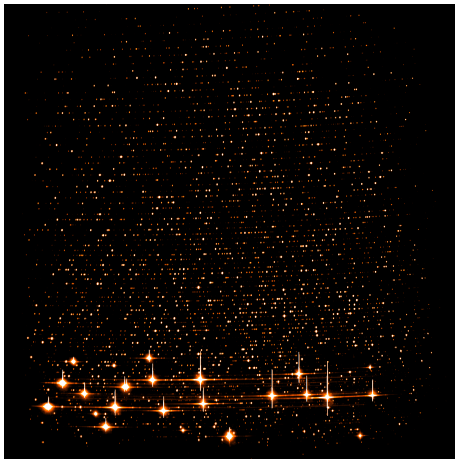
**Entfernung von Himmelshintergrund:** Der Himmelshintergrund, der im Allgemeinen abhängig von der derzeitigen Mondphase und damit auch vom Abstand zwischen aufgenommenem Objekt und Mond ist, hat neben Reflexionen im Teleskop, im Spektrographen oder aber in der Kamera grundsätzlich großen Einfluss auf die Qualität der Spektren. Er sorgt dafür, dass das Licht einer Beugungsordnung durch das der angrenzenden Ordnungen verunreinigt wird. Eine Abschätzung der Stärke des jeweiligen Himmelshintergrunds und damit eine effektive Methode diesen zu filtern, wird durch das Signal zwischen den Ordnungen ermöglicht (DRECHSEL et al., 2012).

**Rebinning:** In diesem Schritt werden die einzelnen Beugungsordnungen aus dem zweidimensionalen Bild extrahiert und in eindimensionale Datenarrays umgewandelt. Dabei wird die Pixelskala durch die in der Kalibrierung ermittelte Wellenlängenskala ersetzt (DRECHSEL et al., 2012).

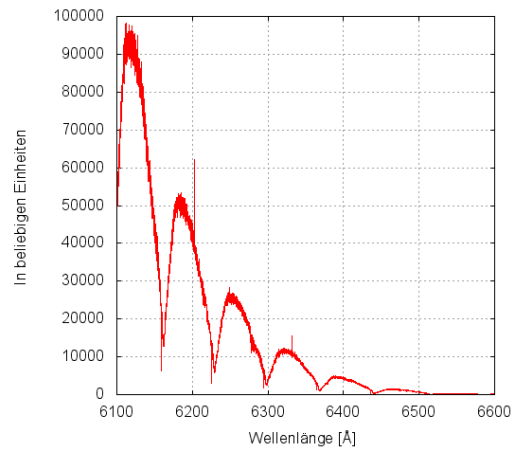
**Flatfieldkorrektur:** Der Intensitätsverlauf jeder Beugungsordnung ist durch die sogenannte Blaze-Funktion bestimmt, die bei einer zentralen Wellenlänge, der Blaze-Wellenlänge  $\lambda_n^0$ , ein Maximum hat und dann seitlich stark abfällt (vgl. Abbildung 6.2b). Für ein nahezu rauschfreies Gesamtspektrum ist es somit erforderlich, ein *Flatfield* einer Quelle aufzunehmen, deren Spektrum emissions- und absorptionsfrei ist. Je größer die Anzahl dieser *Flatfields* einer bestimmten Flussstärke, desto höher ist dann natürlich auch bei der weiter oben beschriebenen Bestimmung des *Masterflatfields* über Medianbildung mit anschließender Berechnung des arithmetischen Mittels der sich ergebende Gesamtfluss. Dieser ist insofern essenziell, als dass eine Division des beobachteten Sternspektrums durch den erhöhten Fluss des *Masterflatfields* schließlich den Verlauf der Blaze-Funktion besser beseitigt und sich folglich ein fast kontinuierliches Spektrum ergibt (DRECHSEL et al., 2012).

**Order merging:** Hier werden die einzelnen Beugungsordnungen zu einem einzigen Gesamtspektrum zusammengefügt, indem an Randgebieten benachbarter Ordnungen ein gewichtiges Mittel bestimmt wird (DRECHSEL et al., 2012).

**Normierung:** Am Ende der Datenreduktion wird das Sternkontinuum auf einen ungefähren Wert von eins (im Idealfall genau eins) gesetzt, sodass mehrere Spektren miteinander verglichen werden können (DRECHSEL et al., 2012).



(a) Beispiel für ein verwendetes ThAr-Rohspektrum zur Wellenlängenkalibrierung



(b) Sternspektrum von BD +37° 442 ohne Flatfieldkorrekturen. Das Maximum der Blaze-Funktion bei der Blaze-Wellenlänge  $\lambda_n^0$  für jede der abgebildeten Beugungsordnungen ist deutlich erkennbar.

Abbildung 6.2.: Dokumentationsbilder der Datenreduktion

## 6.2. Linienidentifikation

Um aus den aufgenommenen Spektren später die für die Radialgeschwindigkeitsstudie signifikanten Emissions- und Absorptionslinien herauslesen und deren Laborwellenlänge  $\lambda_0$  bestimmen zu können, wurde außerdem ein sogenanntes *koaddiertes* Spektrum der SARG und CAFE Aufnahmen erstellt. Dieses besteht aus einer Addition aller Einzelspektren, wobei die jeweiligen Signal-zu-Rausch Verhältnisse und damit entsprechend auch die jeweiligen Belichtungszeiten miteinberechnet werden. Das koaddierte Spektrum besitzt folglich ein deutlich höheres Signal-zu-Rausch Verhältnis, das eine genaue Linienidentifikation ermöglicht (s. Abbildung 6.3 im Vgl. zu Abbildung 6.4). Mit Hilfe der spektralen Datenbank des „*National Institute of Standards and Technology*“, kurz NIST<sup>6</sup>, und dem Buch *Atomic Transition Probabilities Volume I, Hydrogen Through Neon - A Critical Data Compilation* des *U.S. Department of Commerce* konnten die in den Radialgeschwindigkeitstabellen des Anhangsteils A aufgeführten Spektrallinien gefunden werden (CONNOR et al., 1966). Hierbei handelt es sich insbesondere um Helium-, Kohlenstoff- und Stickstofflinien, wobei die beiden letzteren vor allem in höher ionisierten Zuständen vorkommen (s. Tabelle 6.1). Die für Wasserstoff typischen Linien der Balmer-Serie ( $H_\alpha = 6565 \text{ \AA}$ ,  $H_\beta = 4863 \text{ \AA}$ ,  $H_\gamma = 4342 \text{ \AA}$  und  $H_\delta = 4103 \text{ \AA}$ ) konnten hinsichtlich der Natur des „extremen Heliumsterns“ (vgl. Abschnitt 5.1) nicht ausgemacht werden, da sie durch die

<sup>6</sup>[http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html)

## 6.2. Linienidentifikation

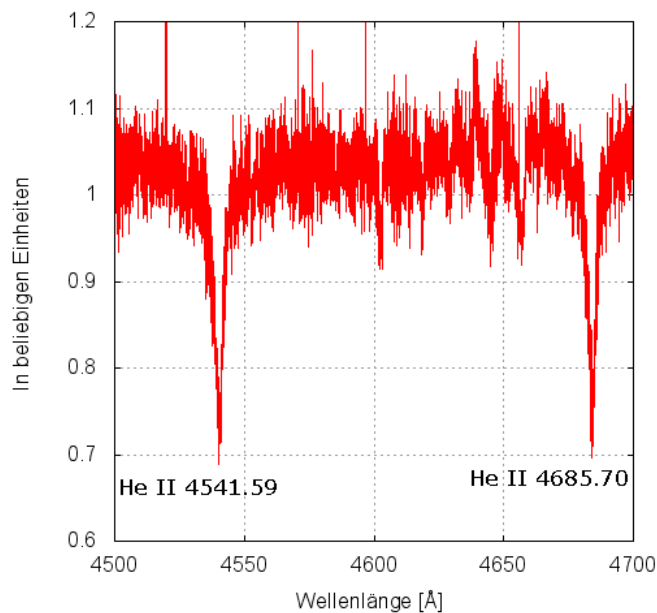


Abbildung 6.3.: Ausschnitt des Sternspektrums von BD +37° 442. Zu sehen sind die Absorptionslinien bei 4541,59 Å und  $\sim 4685,70$  Å sowie mögliche Emissionslinien im Bereich zwischen 4630 Å und 4650 Å mit sichtbar niedrigem Signal-zu-Rausch Verhältnis.

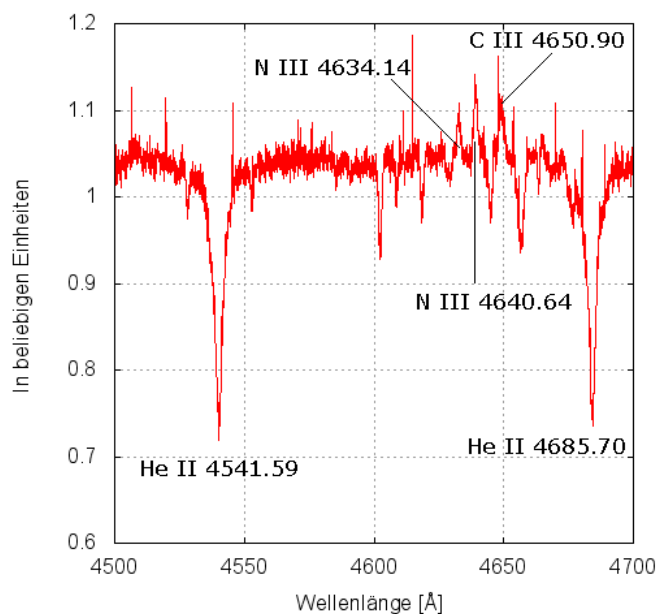


Abbildung 6.4.: Ausschnitt aus dem koaddierten Spektrum von BD +37° 442 der CAFE Aufnahmen aus dem Jahr 2013. Die abgebildeten Linien entsprechen denen aus Abbildung 6.3, diesmal jedoch mit deutlich verbessertem Signal-zu-Rausch Verhältnis, sodass insbesondere auch die Emissionslinien ablesbar sind.

Ion	Wellenlänge [Å]	Nützlichkeit
He I	5875.621	2
He I	4471.480	3
He II	4685.704	1
He II	6560.083	2
He II	5411.524	1
He II	4859.323	1
He II	4541.590	1
He II	4338.670	2
He II	6683.200	2/3
He II	4199.830	3
C III	4152.514	2/3
C III	4156.504	2/3
C III	4162.860	2/3
C III	4186.900	2/3
C III	4379.476	2/3
C IV	4658.300	1
C IV	4646.230	3
C IV	5801.330	2
C IV	5811.980	2
N IV	6380.770	2
N IV	5200.410	2/3
N IV	5204.280	2/3
N IV	5226.700	2/3
N IV	5245.600	2/3
N V	4603.730	3
N V	4619.980	3

Tabelle 6.1.: Nützlichkeit der einzelnen zur Radialgeschwindigkeitsstudie verwendeten Absorptions- und Emissionslinien. Für Einzelheiten siehe die Radialgeschwindigkeitstabellen des Anhangs A.

*Bemerkung: Die in der Tabelle angegebenen Zahlen der Nützlichkeitsspalte dienen zur Klassifikation der Spektren. Der Wert 1 steht für „in nahezu allen verwendbaren Spektren vermessen“, 2 für „nicht in den SARG Spektren messbar“ und 3 für „nur in den besten Spektren messbar“.*

### 6.3. Baryzentrische Korrekturen

---

entsprechenden Linien der Pickering-Serie von He II überblendet werden. Am stärksten sind neben He II zudem noch die C IV Linien wie auch aus Tabelle 6.1 hervorgeht. Beide konnten nahezu in allen CAFE Spektren nachgewiesen werden und waren nur aufgrund der allgemein schlechteren Auflösung des SARG Spektrographen in dessen Einzelspektren nicht identifizierbar.

Des Weiteren konnten einige Emissionslinien für BD +37° 442 ermittelt werden. Drei der

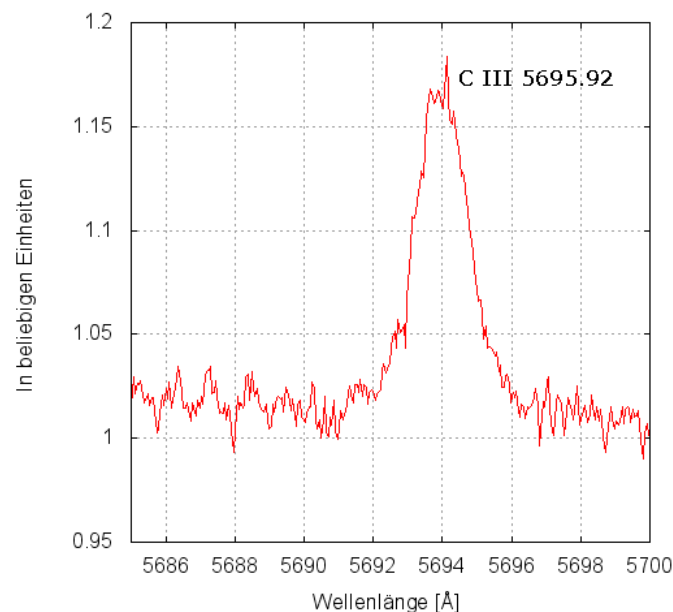


Abbildung 6.5.: Ausschnitt aus dem koaddierten Spektrum von BD +37° 442 der CAFE Aufnahmen aus dem Jahr 2013. Die abgebildete C III Emissionslinie bei 5695.92 Å ist deutlich erkennbar.

insgesamt vier Linien waren aber angesichts des zu niedrigen Signal-zu-Rausch der Einzelspektren nur im koaddierten CAFE Spektrum auffindbar (vgl. Abbildung 6.3 und 6.4). Zusätzlich dazu wurde noch die C III Linie bei 5695.92 Å vermessen (s. Abbildung 6.5).

### 6.3. Baryzentrische Korrekturen

Als Endprodukt der oben beschriebenen Datenreduktion ergab sich das reduzierte Sternspektrum. Aus der Rot- bzw. Blauverschiebung der Spektrallinien könnte prinzipiell nun schon durch Betrachtung der Dopplerformel auf eine Radialgeschwindigkeit des Sterns geschlossen werden. Da die einzelnen Messungen aber erdgebunden sind, mussten die Aufnahmen erst noch heliozentrisch bezüglich Erdrotation und Bewegung der Erde um die Sonne korrigiert werden. Genauer gesagt, erfolgte die Korrektur sogar baryzentrisch, d. h. bezüglich des Schwerpunkts

unseres Sonnensystems (Baryzentrum). In diesem Zusammenhang musste die zeitliche Korrektur des Aufnahmedatums der Sternspektren, die sich zwangsläufig aus der endlichen Geschwindigkeit des Lichts zwischen Baryzentrum und Erde ergibt und abhängig vom jeweiligen Beobachtungsort bis zu 8 Minuten betragen kann, und die Dopplerverschiebung der Spektrallinien, die aus der Erdrotation und der Bewegung der Erde um das Baryzentrum resultiert, bestimmt werden.

Diese baryzentrischen Korrekturen wurden mit MIDAS berechnet. Hierzu waren nur das Datum und die Universal Time (UT) der Sternaufnahme, die Parameter der Rektaszension  $\alpha$  und Deklination  $\delta$  von BD +37° 442 sowie der Längen- und Breitengrad des Beobachtungsortes (Calar Alto bzw. TNG) notwendig. Datum und UT (Startzeitpunkt der Aufnahme plus halbe Belichtungszeit<sup>7</sup>) konnten aus dem Header der Spektren herausgelesen werden,  $\alpha$  und  $\delta$  wurden der astronomischen Datenbank *simbad*<sup>8</sup> entnommen und Breiten- und Längengrad stammen von der Homepage des jeweiligen Observatoriums.

Die auf diese Weise ermittelten zeitlichen Korrekturen werden im späteren Verlauf der Radialgeschwindigkeitsuntersuchung noch eine wichtige Rolle spielen. Zunächst sollten aber die tatsächlich beobachteten Wellenlängen aus den gemessenen, aber eben noch unkorrigierten Wellenlängen via Dopplerformel berechnet werden. Diese lautet:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v_{\text{rad}}}{c}, \quad (6.3.1)$$

wobei in diesem Fall  $\lambda$  die beobachtete Wellenlänge und  $\lambda_0$  die gemessene Wellenlänge beschreibt.  $v_{\text{rad}}$  stellt die oben dargelegte radiale Geschwindigkeitskomponente bezüglich des Baryzentrums dar und  $c$  ist die übliche Vakuumlichtgeschwindigkeit. Umstellen von Formel (6.3.1) nach der beobachteten (tatsächlichen) Wellenlänge  $\lambda$  ergibt:

$$\lambda = \lambda_0 \left( 1 + \frac{v_{\text{rad}}}{c} \right). \quad (6.3.2)$$

Anhand von Formel (6.3.2) wird klar, dass bei einer Rotverschiebung der beobachteten Wellenlängen ( $\lambda$  wird größer als  $\lambda_0$ ) der Wert von  $v_{\text{rad}}$  positiv sein muss. Der Beobachtungsort auf der Erde bewegt sich in diesem Fall also weg vom Baryzentrum. Im Falle der Blauverschiebung, wenn  $\lambda$  kleiner als  $\lambda_0$  wird, ist  $v_{\text{rad}} < 0$  und die Erde bewegt sich auf das Baryzentrum zu. Dies steht damit im Einklang mit dem allgemeinen Phänomen des Dopplereffekts.

## 6.4. Bestimmung der tatsächlichen Radialgeschwindigkeit

Mit Hilfe eines weiteren ISIS-Skripts (Irrgang 2013) konnten die so ermittelten Dopplerverschiebungen auf die aufgenommenen Sternspektren angewendet werden. Nun konnten die tatsächlichen Radialgeschwindigkeitswerte wiederum via Dopplerformel bestimmt werden. Hierzu

<sup>7</sup>Die Belichtungszeit betrug bei CAFE und SARG jeweils 600 s in der zweiten Hälfte des Jahres 2012 und bei CAFE 1500 s im zweiten Halbjahr 2013.

<sup>8</sup><http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

#### 6.4. Bestimmung der tatsächlichen Radialgeschwindigkeit

---

wurde die Differenz aus beobachteter (baryzentrisch korrigierter) Wellenlänge  $\lambda$  und theoretischer Emissions- bzw. Absorptionswellenlänge  $\lambda_0$  ermittelt und die radiale Geschwindigkeitskomponente  $v_{\text{rad}}$  berechnet werden. Die für diesen Prozess zugrundeliegende Formel lautet demnach:

$$v_{\text{rad}} = \frac{c}{\lambda_0} (\lambda - \lambda_0) . \quad (6.4.1)$$

Auch dies konnte mit einem implementierten ISIS-Skript (Irrgang 2013) durchgeführt werden. Diesem Skript mussten nur Anfangs- und Endwert des Emissions- bzw. Absorptionspeaks sowie die Laborwellenlänge  $\lambda_0$  aus Formel (6.4.1) als Variablen übergeben werden.  $\lambda_0$  der jeweiligen Spektrallinie wurde, wie weiter oben schon beschrieben, durch die Linienidentifikation im koaddierten Spektrum bestimmt (s. Abbildung 6.4). Auf diese Weise wurde der Mittelwert der Radialgeschwindigkeit inklusive zugehörigem Fehlerintervall für die verschiedenen He-, N- und C-Linien aus Teil A des Anhangs abhängig von den gewählten Anfangs- und Endwerten bestimmt. Bei der Berechnung der mittleren Radialgeschwindigkeit, der Standardabweichung  $\sigma$  sowie dem Standardfehler ( $\sigma_m = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$  mit  $n$  als der Zahl der verwendeten Linien für jedes Spektrum) von jedem der 52 Spektren wurden Ausreißer eliminiert. In diesem Zusammenhang wurden obendrein für jede Nacht die in den Tabellen aufgelisteten Linien von C IV bei 4646.23 Å bzw. 4658.30 Å und die N IV-Linien bei 5200.41 Å bzw. 5204.28 Å nicht betrachtet. Beides sollte dafür sorgen, dass die bestimmten Mittelwerte nicht unnötig nach oben bzw. unten aufgrund von extremer Streuung verfälscht werden. Die sich ergebenden Mittelwerte sowie der jeweilige Standardfehler können den Tabellen 6.2, 6.3 und 6.4 entnommen werden.

Nacht	MJD - 56000 [d]	$\bar{v}_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	Standardfehler [km s <sup>-1</sup> ]
11.07.2012	120.1571380	-92.4	1.2
12.07.2012	121.1554039	-93.0	1.3
13.07.2012	122.1567835	-94.9	1.0
14.07.2012	123.1516591	-96.2	1.7
15.07.2012	124.1660039	-95.1	1.0
16.07.2012	125.1745276	-94.6	2.8
17.07.2012	126.1625980	-97.3	1.0
18.07.2012	128.1599516	-96.2	1.6
21.07.2012	130.1650737	-93.9	1.5
22.07.2012	131.1698603	-94.9	1.3
23.07.2012	132.1625162	-96.3	1.7
24.07.2012	133.1436902	-100.9	1.2
27.07.2012	136.1628684	-95.3	1.8
28.07.2012	137.1644500	-96.6	1.4
29.07.2012	138.1697711	-95.7	1.3
30.07.2012	139.1684587	-96.7	2.0
01.08.2012	141.1700485	-93.7	1.3
10.08.2012	-	-	-
11.08.2012	151.1717112	-96.5	1.8
12.08.2012	152.1754914	-95.5	1.4
13.08.2012	153.1710757	-93.2	1.2
14.08.2012	154.1783750	-95.1	1.3
15.08.2012	155.1545018	-93.7	2.0
16.08.2012	156.1861533	-93.0	0.6
07.09.2012	178.1733598	-92.1	1.5
08.09.2012	179.1663941	-97.2	1.6
23.10.2012	-	-	-

Tabelle 6.2.: Radialgeschwindigkeitsverlauf von BD +37° 442 aus CAFE Spektren aufgenommen im zweiten Halbjahr des Jahres 2012 (baryzentrisch korrigiertes Modifiziertes Julianisches Datum (MJD) sowie Mittelwerte der Radialgeschwindigkeiten mit zugehörigem Standardfehler).

*Bemerkung: Für die Nächte vom 10.08.2012 und 23.10.2012 lagen leider keine Sternaufnahmen vor.*



#### 6.4. Bestimmung der tatsächlichen Radialgeschwindigkeit

Nacht	Baryz. korrigiertes MJD - 56000 [d]	$\bar{v}_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	Standardfehler [km s <sup>-1</sup> ]
20.09.2012	190.1808259	-92.4	2.9
24.09.2012	194.9954479	-93.6	2.1
24.09.2012	194.9990941	-94.5	2.5
26.09.2012	196.0544182	-89.1	2.3
26.09.2012	196.0568144	-97.3	1.1
10.10.2012	210.6942398	-93.0	3.5
10.10.2012	210.6983259	-93.0	0.8
21.10.2012	221.8508767	-97.3	2.8
21.10.2012	221.8524737	-96.4	2.2
22.10.2012	222.1050156	-97.2	4.2
05.12.2012	266.8057117	-94.3	5.2
05.12.2012	266.8084546	-97.8	2.7
22.12.2012	283.8539043	-98.4	1.8
22.12.2012	284.0204325	-97.6	0.9

Tabelle 6.3.: Radialgeschwindigkeitsverlauf von BD +37° 442 aus SARG Spektren aufgenommen im zweiten Halbjahr des Jahres 2012 (baryzentrisch korrigiertes Modifiziertes Julianisches Datum (MJD) sowie Mittelwerte der Radialgeschwindigkeiten mit zugehörigem Standardfehler).

Nacht	Baryz. korrigiertes MJD - 56000 [d]	$\bar{v}_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	Standardfehler [km s <sup>-1</sup> ]
25.07.2013	498.1183176	-94.2	1.3
25.07.2013	498.1183176	-93.9	1.7
31.07.2013	505.1461590	-94.2	1.6
05.08.2013	510.1716981	-95.7	0.9
14.08.2013	519.1697965	-95.8	0.9
21.08.2013	526.1784567	-95.5	1.2
27.08.2013	532.1846362	-94.6	1.7
24.09.2013	560.1118297	-95.4	1.4
17.10.2013	582.8898085	-93.8	1.3
24.10.2013	590.1129133	-92.0	2.2
24.11.2013	621.0619088	-94.3	1.5
05.12.2013	631.7545149	-96.2	1.3

Tabelle 6.4.: Radialgeschwindigkeitsverlauf von BD +37° 442 aus CAFE Spektren aufgenommen im zweiten Halbjahr des Jahres 2013 (baryzentrisch korrigiertes Modifiziertes Julianisches Datum (MJD) sowie Mittelwerte der Radialgeschwindigkeiten mit zugehörigem Standardfehler).

Ion	Wellenlänge [Å]	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]
N III	4634.14	-101.1 ± 8.0
N III	4640.64	-92.6 ± 6.0
C III	4650.90	-109.6 ± 9.0
C III	5695.92	-100.9 ± 7.0

Tabelle 6.5.: Vermessene Emissionslinien von BD +37° 442 mit den zugehörigen Radialgeschwindigkeitswerten des koaddierten CAFE Spektrums inklusive Fehlern.

Tabelle 6.5 listet außerdem noch alle verifizierten Emissionslinien mit den zugehörigen Radialgeschwindigkeitswerten des koaddierten CAFE Spektrums auf. Tendenziell zeigt sich, dass die Emissionslinien stärker blau verschoben sind als die Absorptionslinien (vgl. Radialgeschwindigkeitstabellen im Anhang A). Ein Grund hierfür könnten ausgeprägtere Sternwinde sein. Allerdings sind die Emissionslinien auch sehr stark fehlerbehaftet, weil bereits eine kleine Veränderung des Anfangs- und Endwerts des Emissionspeaks zu großen Streuungen im Ergebnis der Radialgeschwindigkeit führt. Die in Tabelle 6.5 angegebenen Fehler verdeutlichen dies. Zudem konnten, wie weiter oben schon erwähnt, mit Ausnahme der C III Linie bei 5695.92 Å diese Linien in den Einzelspektren nicht nachgewiesen werden. Nicht zuletzt deshalb wurden zur Erstellung der Radialgeschwindigkeitskurve nur die vermessenen Absorptionslinien verwendet.

## 6.5. Erstellung der Radialgeschwindigkeitskurve

Um den zeitlichen Verlauf der Mittelwerte der Radialgeschwindigkeit bestimmen zu können, mussten die Aufnahmezeitpunkte der Sternspektren zeitlich korrigiert werden. Zunächst wurde das Julianische Datum (JD) in Tagen für jedes Spektrum einzeln mit Hilfe von MIDAS über das Aufnahmedatum, die Universal Time (Startzeitpunkt der Aufnahme plus halbe Belichtungszeit) und den Längengrad des Beobachtungsortes berechnet. Da das Julianische Datum aber im Allgemeinen unnötig große Werte ergibt, die in der heutigen Zeit stets mit denselben Zahlen 2456 beginnen, wurde zur Vereinfachung das weit verbreitete Modifizierte Julianische Datum (MJD) verwendet, das aus der Umrechnung  $\text{MJD} = \text{JD} - 2400000,5$  resultiert. Es ist in der Röntgenastronomie üblich und wurde daher mit der Zeit auch in der Stellarastronomie übernommen, auch wenn es hier aufgrund der Subtraktion eines halben Tages oft zu Komplikationen kommen kann. Durch Verwendung des MJD ergaben sich deutlich „greifbarere“ Werte, die durch Addition der von MIDAS bestimmten zeitlichen baryzentrischen Korrekturen abgewandelt werden konnten. Die Ergebnisse sind ebenfalls in den Tabellen 6.2, 6.3 und 6.4 festgehalten.

Diese ganze Vorarbeit mündete dann im Erstellen des Radialgeschwindigkeitsverlaufs, d. h. die einzelnen Mittelwerte der radialen Geschwindigkeitskomponente wurden über der Zeit aufgetragen. Das Ergebnis kann der Abbildung 6.6 entnommen werden.

## 6.5. Erstellung der Radialgeschwindigkeitskurve

Überraschenderweise sind innerhalb des Beobachtungszeitraumes von circa 1,2 Jahren signifikante Variationen in der Radialgeschwindigkeit mit mehr als  $\pm 1 - 2 \text{ km s}^{-1}$  weder auf Zeitskalen von Stunden, Tagen, Wochen oder Monaten auszumachen. Es ist nicht zuletzt auch aufgrund der relativ hohen Fehlerintervalle der SARG-Aufnahmen stets möglich durch eine Gerade mit Steigung null nahezu alle Messwerte abzudecken. Die mittlere Radialgeschwindigkeit ist indes konsistent mit derjenigen, die Drilling & Heber 1987 gemessen hatten. Deshalb ist die bis heute einzig nachgewiesene Abweichung von Rebeirot aus dem Jahre 1966 mit einer durchschnittlichen Radialgeschwindigkeit von  $v_{\text{rad}} = -156,4 \pm 1,1 \text{ km s}^{-1}$  wohl entweder ein Ausreißer, der aus Messfehlern resultiert, oder aber die Radialgeschwindigkeitsvariabilität von BD +37° 442 liegt auf Zeitskalen von Jahrzehnten.

Die fehlenden Radialgeschwindigkeitsvariationen lassen also auch die aus der hohen projizierten

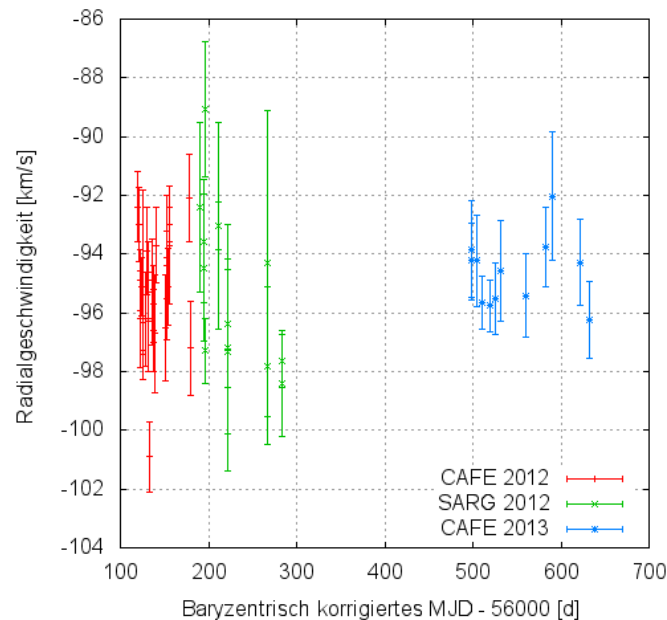


Abbildung 6.6.: Ermittelte Radialgeschwindigkeiten der Calar Alto Observation mit CAFE (rot), der TNG Observation mit SARG (grün) und wiederum mit CAFE (blau). Der erste Satz an CAFE-Spektren sowie die Aufnahmen mit SARG stammen aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012, wohingegen der zweite Teil der CAFE-Spektren in der zweiten Hälfte des Jahres 2013 aufgenommen wurde.

Rotationsgeschwindigkeit abgeleitete kurze orbitale Periode aufgrund von gebundener Rotation nicht zu. Falls es sich bei BD +37° 442 aber trotzdem um ein Doppelsternsystem handeln sollte und der kompakte Begleiter ein Weißer Zwerg ist, würden zumindest kurze Variationen in einem Beobachtungszeitraum von einem knappen Jahr zu erwarten sein, um die Menge an detektiertem Röntgenfluss über Akkretionsprozesse wie “Roche-lobe overflow” erklären zu können. Demzufolge ist ein Neutronenstern genau wie es schon Mereghetti u.a. durch die Entdeckung des ersten Röntgenflusses im Jahre 2012 publizierten, noch wahrscheinlicher geworden (HEBER et al., 2013).



## 7. Fazit und Ausblick

Der „extreme“ Heliumstern BD +37° 442 wäre neben dem Paradebeispiel HD 49798 erst der zweite heiße O-Unterkzwerg mit kompaktem Begleiter, bei dem Röntgenemission detektiert werden konnte. Die Ähnlichkeit der gemessenen Röntgenpulse legt nahe, dass auch BD +37° 442 einen schnell rotierenden Begleiter besitzt, der aus dem Sternwind akkretiert. Detaillierte Radialgeschwindigkeitsuntersuchungen aufgrund des fehlenden Beitrags des unsichtbaren Begleitsterns zur Leuchtkraft des möglichen Doppelsternsystems sind daher notwendig. Deshalb wurde eine erste Langzeitradialgeschwindigkeitskampagne zum direkten Nachweis des möglichen Neutronensternbegleiters im zweiten Halbjahr 2012 gestartet und im Dezember des Jahres 2013 beendet. Das Ergebnis dieser Kampagne war vorerst negativ, da keinerlei signifikante Variationen der Radialgeschwindigkeit gemessen werden konnten. Es gibt jedoch zusätzliche Anzeichen dafür, dass BD +37° 442 unterhalb einer Schranke von  $2 \text{ km s}^{-1}$  variabel sein könnte, was weitere Beobachtungen von guter Qualität erfordert (s. Spektren von CAFE 2013). Mögliche Gründe für das Fehlen von Radialgeschwindigkeitsvariationen könnten sein (HEBER et al., 2013):

- 1.) Der heiße Unterkzwerg BD +37° 442 ist überhaupt kein Doppelstern. Dann gäbe es keine plausible Erklärung für das Zustandekommen der Röntgenpulse. Diese Möglichkeit ist aber verhältnismäßig unwahrscheinlich zumal die Ähnlichkeit zu HD 49798 eigentlich eine Massenakkretion durch Sternwinde des heißen Unterkzwergs und Rotation des möglichen Neutronensternbegleiters nahe legt.
- 2.) Die orbitale Ebene des Systems um BD +37° 442 steht nahezu senkrecht auf der Sichtlinie. Demnach müssten die Rotationsachsen des heißen Unterkzwergs und seines kompakten Begleiters stark gegen die Umlaufebene geneigt sein, um die detektierten Pulse bei uns sichtbar zu machen.
- 3.) Die orbitale Periode ist extrem exzentrisch und liegt damit im Bereich von Jahrzehnten. Um in diesem Fall mögliche Variationen der Radialgeschwindigkeit messen zu können, wären Beobachtungen über einen langen Zeitraum notwendig. Die Röntgenemission würde dann auch nur sporadisch im Periastron erfolgen, wenn der Abstand zwischen kompaktem Begleiter und Primärstern am geringsten ist.

Um die emittierte Röntgenstrahlung letztendlich verstehen und eindeutig nachweisen zu können, dass BD +37° 442 ein Röntgen-Doppelstern ist, sind also weitere gezielte und vor allem noch längere spektroskopische Beobachtungen nötig. Die hieraus ableitbaren Radialgeschwindigkeiten könnten über dieses einzigartige System, das sich ansonsten ähnlich verhält wie das

Paradebeispiel um den heißen O-Unterkzwerg HD 49798, Klarheit verschaffen. Dagegen könnten weitere Messungen im Röntgenbereich mögliche Langzeitvariationen nachweisen, wie sie in der obigen Hypothese Nummer drei bei sporadischer Emission im Periastron zu erwarten wären.

---

## A. Radialgeschwindigkeitstabellen

Auf den folgenden Seiten sind die zur Erstellung der Radialgeschwindigkeitskurve verwendeten Spektrallinien mit den zugehörigen gemessenen Radialgeschwindigkeitswerten des aufgenommenen Spektrums in tabellarischer Form aufgelistet. Die Auflistung erfolgt dabei chronologisch, beginnend mit den Daten von CAFE aus der zweiten Hälfte des Jahres 2012. Die Belichtungszeit der Aufnahmen betrug bei den CAFE und SARG Spektren 600 s im Jahre 2012 sowie bei CAFE 1500 s im Jahre 2013.

## A. Radialgeschwindigkeitstabellen

Ion	Wellenlänge [Å]	1	2	3	4	5
He I	5875.621	-95.1 ± 5.0	-96.8 ± 4.0	-98.1 ± 5.0	-97.3 ± 3.0	-95.3 ± 3.0
He I	4471.480	-	-86.8 ± 7.0	-	-	-
He II	4685.704	-91.8 ± 6.0	-105.0 ± 6.0	-93.6 ± 6.0	-92.1 ± 5.0	-97.0 ± 5.0
He II	6560.083	-	-89.8 ± 7.0	-90.8 ± 10.0	-92.1 ± 6.0	-88.8 ± 6.0
He II	5411.524	-88.9 ± 7.0	-91.1 ± 5.0	-98.1 ± 8.0	-95.5 ± 6.0	-96.0 ± 6.0
He II	4859.323	-94.8 ± 10.0	-92.3 ± 6.0	-91.5 ± 10.0	-94.6 ± 5.0	-96.1 ± 6.0
He II	4541.590	-	-86.9 ± 7.0	-101.0 ± 10.0	-107.9 ± 7.0	-95.9 ± 6.0
He II	4338.670	-99.4 ± 7.0	-91.5 ± 7.0	-	-96.1 ± 10.0	-98.0 ± 10.0
He II	6683.200	-	-100.2 ± 7.0	-	-	-
He II	4199.830	-90.2 ± 13.0	-101.2 ± 11.0	-	-101.2 ± 12.0	-85.9 ± 15.0
C III	4152.514	-	-98.2 ± 8.0	-	-	-
C III	4156.504	-	-98.0 ± 9.0	-	-	-
C III	4162.860	-	-	-	-	-
C III	4186.900	-	-	-	-	-
C III	4379.476	-123.4 ± 4.0	-	-	-	-
C IV	4658.300	-108.8 ± 7.0	-107.4 ± 3.0	-	-97.3 ± 8.0	-
C IV	4646.230	-90.6 ± 4.0	-87.4 ± 3.0	-	-83.7 ± 11.0	-92.3 ± 30.0
C IV	5801.330	-105.4 ± 5.0	-98.6 ± 5.0	-102.8 ± 5.0	-102.7 ± 3.0	-102.9 ± 5.0
C IV	5811.980	-102.0 ± 5.0	-104.9 ± 5.0	-105.2 ± 6.0	-103.0 ± 5.0	-102.2 ± 5.0
N IV	6380.770	-93.1 ± 1.0	-92.7 ± 1.0	-91.1 ± 6.0	-	-96.8 ± 5.0
N IV	5200.410	-	-89.5 ± 5.0	-	-	-99.8 ± 14.0
N IV	5204.280	-83.3 ± 3.0	-87.3 ± 5.0	-92.0 ± 8.0	-90.4 ± 13.0	-
N IV	5226.700	-91.1 ± 20.0	-93.2 ± 5.0	-	-	-
N IV	5245.600	-	-	-	-	-
N V	4603.730	-77.7 ± 2.0	-78.7 ± 3.0	-85.4 ± 13.0	-	-83.6 ± 10.0
N V	4619.980	-93.4 ± 3.0	-93.8 ± 2.0	-	-	-99.1 ± 17.0

Tabelle A.1.: Mit Hilfe der CAFFE Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>] des Sterns BD +37° 442 - Teil 1.



Ion	Wellenlänge [Å]	6	7	8	9	10
He I	5875.621	-100.0 ± 5.0	-97.1 ± 3.0	-98.8 ± 3.0	-97.9 ± 3.0	-98.9 ± 3.0
He I	4471.480	-	-98.1 ± 5.0	-90.9 ± 6.0	-92.0 ± 6.0	-95.1 ± 5.0
He II	4685.704	-90.4 ± 5.0	-105.8 ± 4.0	-107.9 ± 5.0	-	-97.7 ± 5.0
He II	6560.083	-87.2 ± 9.0	-95.3 ± 6.0	-92.6 ± 5.0	-93.6 ± 5.0	-96.7 ± 7.0
He II	5411.524	-95.7 ± 6.0	-101.4 ± 4.0	-101.9 ± 4.0	-94.3 ± 4.0	-100.7 ± 5.0
He II	4859.323	-90.3 ± 6.0	-98.7 ± 4.0	-97.0 ± 5.0	-101.6 ± 5.0	-99.1 ± 5.0
He II	4541.590	-103.7 ± 7.0	-97.2 ± 5.0	-94.0 ± 5.0	-103.9 ± 5.0	-104.0 ± 6.0
He II	4338.670	-93.0 ± 9.0	-93.3 ± 5.0	-95.4 ± 5.0	-95.0 ± 7.0	-90.1 ± 7.0
He II	6683.200	-	-101.0 ± 14.0	-93.6 ± 21.0	-87.5 ± 7.0	-95.7 ± 10.0
He II	4199.830	-	-	-93.0 ± 8.0	-83.9 ± 11.0	-97.8 ± 10.0
C III	4152.514	-	-	-	-	-
C III	4156.504	-	-	-	-	-
C III	4162.860	-	-	-	-	-
C III	4186.900	-	-	-	-	-
C III	4379.476	-	-	-116.5 ± 12.0	-	-
C IV	4658.300	-	-107.4 ± 8.0	-119.4 ± 16.0	-	-113.1 ± 27.0
C IV	4646.230	-	-83.8 ± 10.0	-93.0 ± 11.0	-91.1 ± 14.0	-89.4 ± 20.0
C IV	5801.330	-101.4 ± 5.0	-104.5 ± 3.0	-102.7 ± 3.0	-100.3 ± 4.0	-96.9 ± 4.0
C IV	5811.980	-105.7 ± 6.0	-106.4 ± 4.0	-107.3 ± 4.0	-106.5 ± 5.0	-101.7 ± 5.0
N IV	6380.770	-86.5 ± 9.0	-91.2 ± 3.0	-93.5 ± 4.0	-	-94.9 ± 6.0
N IV	5200.410	-	-98.5 ± 6.0	-106.8 ± 10.0	-	-90.9 ± 7.0
N IV	5204.280	-	-91.2 ± 10.0	-83.4 ± 7.0	-85.2 ± 8.0	-
N IV	5226.700	-	-	-	-	-95.3 ± 21.0
N IV	5245.600	-	-	-	-	-91.0 ± 10.0
N V	4603.730	-	-88.5 ± 5.0	-	-84.9 ± 7.0	-
N V	4619.980	-99.3 ± 10.0	-94.1 ± 6.0	-	-	-89.6 ± 25.0

Tabelle A.2.: Mit Hilfe der CAFE Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>] des Sterns BD +37° 442 - Teil 2.

## A. Radialgeschwindigkeitstabellen

Ion	Wellenlänge [Å]	11	12	13	14	15
He I	5875.621	-100.6 ± 3.0	-98.6 ± 4.0	-102.4 ± 8.0	-98.4 ± 4.0	-97.9 ± 3.0
He I	4471.480	-91.0 ± 6.0	-	-90.9 ± 6.0	-95.1 ± 9.0	-94.3 ± 5.0
He II	4685.704	-91.6 ± 5.0	-99.4 ± 8.0	-92.5 ± 8.0	-102.3 ± 5.0	-101.7 ± 4.0
He II	6560.083	-88.1 ± 5.0	-97.4 ± 9.0	-95.7 ± 13.0	-90.7 ± 6.0	-91.0 ± 5.0
He II	5411.524	-99.2 ± 5.0	-104.1 ± 7.0	-83.8 ± 8.0	-95.6 ± 5.0	-94.0 ± 4.0
He II	4859.323	-103.4 ± 5.0	-100.4 ± 8.0	-94.2 ± 8.0	-92.2 ± 5.0	-100.2 ± 4.0
He II	4541.590	-106.1 ± 6.0	-99.0 ± 9.0	-101.5 ± 10.0	-101.1 ± 6.0	-98.8 ± 5.0
He II	4338.670	-94.4 ± 8.0	-93.0 ± 10.0	-104.7 ± 10.0	-89.0 ± 8.0	-90.7 ± 6.0
He II	6683.200	-97.1 ± 17.0	-	-	-96.5 ± 27.0	-102.3 ± 31.0
He II	4199.830	-104.5 ± 9.0	-108.1 ± 12.0	-	-108.3 ± 10.0	-92.3 ± 7.0
C III	4152.514	-	-	-	-	-
C III	4156.504	-	-	-	-	-
C III	4162.860	-	-	-	-	-
C III	4186.900	-	-	-	-	-
C III	4379.476	-	-	-	-	-
C IV	4658.300	-90.4 ± 20.0	-98.5 ± 29.0	-	-113.0 ± 13.0	-117.9 ± 11.0
C IV	4646.230	-105.5 ± 26.0	-	-95.8 ± 16.0	-113.9 ± 30.0	-103.7 ± 13.0
C IV	5801.330	-98.4 ± 3.0	-112.2 ± 7.0	-100.3 ± 7.0	-103.7 ± 4.0	-100.6 ± 4.0
C IV	5811.980	-103.4 ± 4.0	-112.0 ± 6.0	-104.8 ± 14.0	-103.5 ± 5.0	-103.8 ± 4.0
N IV	6380.770	-88.2 ± 3.0	-101.9 ± 6.0	-88.6 ± 13.0	-91.3 ± 4.0	-88.7 ± 4.0
N IV	5200.410	-91.2 ± 12.0	-	-	-101.5 ± 16.0	-91.7 ± 8.0
N IV	5204.280	-	-	-	-	-
N IV	5226.700	-	-	-	-	-
N IV	5245.600	-	-	-	-	-
N V	4603.730	-93.4 ± 8.0	-	-87.4 ± 9.0	-	-
N V	4619.980	-	-	-	-	-103.3 ± 12.0

Tabelle A.3.: Mit Hilfe der CAFFE Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>] des Sterns BD +37° 442 - Teil 3.

Ion	Wellenlänge [Å]	16	17	18	19	20
He I	5875.621	-98.4 ± 4.0	-	-99.8 ± 4.0	-101.1 ± 4.0	-98.6 ± 4.0
He I	4471.480	-	-	-93.7 ± 7.0	-	-93.9 ± 8.0
He II	4685.704	-95.4 ± 6.0	-	-	-103.8 ± 6.0	-101.7 ± 5.0
He II	6560.083	-92.0 ± 7.0	-	-95.2 ± 6.0	-97.9 ± 7.0	-94.2 ± 6.0
He II	5411.524	-97.0 ± 6.0	-	-92.5 ± 5.0	-92.0 ± 6.0	-103.3 ± 6.0
He II	4859.323	-98.8 ± 6.0	-	-95.0 ± 4.0	-95.3 ± 7.0	-92.6 ± 6.0
He II	4541.590	-93.5 ± 6.0	-	-104.1 ± 6.0	-108.7 ± 7.0	-103.1 ± 7.0
He II	4338.670	-105.0 ± 7.0	-	-98.2 ± 7.0	-96.6 ± 8.0	-95.8 ± 9.0
He II	6683.200	-119.5 ± 13.0	-	-90.1 ± 13.0	-	-96.3 ± 21.0
He II	4199.830	-94.3 ± 11.0	-	-90.0 ± 10.0	-	-93.7 ± 12.0
C III	4152.514	-	-	-	-	-
C III	4156.504	-	-	-	-	-
C III	4162.860	-	-	-	-	-
C III	4186.900	-	-	-	-	-
C III	4379.476	-	-	-	-	-
C IV	4658.300	-112.0 ± 9.0	-	-113.9 ± 13.0	-107.0 ± 16.0	-112.4 ± 17.0
C IV	4646.230	-105.0 ± 27.0	-	-105.1 ± 30.0	-	-
C IV	5801.330	-102.9 ± 5.0	-	-106.0 ± 5.0	-103.6 ± 5.0	-101.5 ± 5.0
C IV	5811.980	-100.3 ± 6.0	-	-104.0 ± 5.0	-104.2 ± 5.0	-108.8 ± 5.0
N IV	6380.770	-89.0 ± 4.0	-	-90.2 ± 4.0	-89.2 ± 8.0	-92.4 ± 5.0
N IV	5200.410	-104.2 ± 10.0	-	-87.4 ± 9.0	-	-
N IV	5204.280	-83.3 ± 7.0	-	-85.9 ± 6.0	-84.4 ± 12.0	-
N IV	5226.700	-	-	-	-106.6 ± 20.0	-
N IV	5245.600	-	-	-	-	-
N V	4603.730	-85.2 ± 7.0	-	-79.8 ± 6.0	-	-78.0 ± 5.0
N V	4619.980	-93.9 ± 10.0	-	-	-95.2 ± 11.0	-

Tabelle A.4.: Mit Hilfe der CAFE Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>] des Sterns BD +37° 442 - Teil 4.

## A. Radialgeschwindigkeitstabellen

Ion	Wellenlänge [Å]	21	22	23	24	25
He I	5875.621	-97.6 ± 3.0	-97.0 ± 5.0	-99.3 ± 3.0	-94.9 ± 3.0	-91.8 ± 4.0
He I	4471.480	-98.7 ± 6.0	-	-97.8 ± 7.0	-93.2 ± 6.0	-91.9 ± 5.0
He II	4685.704	-97.0 ± 4.0	-97.5 ± 7.0	-93.2 ± 4.0	-96.4 ± 5.0	-98.3 ± 4.0
He II	6560.083	-93.7 ± 5.0	-96.4 ± 8.0	-96.3 ± 5.0	-90.7 ± 5.0	-88.7 ± 6.0
He II	5411.524	-89.1 ± 4.0	-99.0 ± 6.0	-94.0 ± 4.0	-92.4 ± 4.0	-93.1 ± 4.0
He II	4859.323	-98.4 ± 4.0	-96.2 ± 7.0	-102.2 ± 4.0	-91.9 ± 4.0	-93.9 ± 5.0
He II	4541.590	-99.6 ± 5.0	-102.6 ± 8.0	-101.8 ± 6.0	-96.2 ± 5.0	-100.5 ± 5.0
He II	4338.670	-98.0 ± 6.0	-100.7 ± 9.0	-106.3 ± 7.0	-	-98.0 ± 6.0
He II	6683.200	-84.3 ± 27.0	-	-82.4 ± 13.0	-91.7 ± 14.0	-
He II	4199.830	-87.9 ± 8.0	-	-83.6 ± 11.0	-93.9 ± 8.0	-97.4 ± 9.0
C III	4152.514	-	-	-	-102.1 ± 15.0	-
C III	4156.504	-	-	-	-	-
C III	4162.860	-	-	-	-	-
C III	4186.900	-	-	-	-	-
C III	4379.476	-	-	-115.0 ± 9.0	-	-
C IV	4658.300	-109.9 ± 7.0	-96.5 ± 17.0	-92.8 ± 10.0	-94.4 ± 17.0	-107.5 ± 12.0
C IV	4646.230	-126.9 ± 22.0	-104.3 ± 16.0	-82.7 ± 12.0	-88.1 ± 13.0	-101.5 ± 13.0
C IV	5801.330	-97.9 ± 3.0	-99.1 ± 5.0	-105.8 ± 3.0	-99.2 ± 4.0	-
C IV	5811.980	-105.0 ± 4.0	-104.7 ± 7.0	-106.4 ± 5.0	-104.3 ± 4.0	-106.7 ± 5.0
N IV	6380.770	-88.8 ± 4.0	-90.6 ± 6.0	-90.8 ± 4.0	-93.2 ± 4.0	-87.5 ± 4.0
N IV	5200.410	-93.4 ± 11.0	-	-81.4 ± 8.0	-91.2 ± 17.0	-88.8 ± 8.0
N IV	5204.280	-88.5 ± 7.0	-88.0 ± 12.0	-80.0 ± 7.0	-89.5 ± 28.0	-82.6 ± 9.0
N IV	5226.700	-	-	-	-97.7 ± 20.0	-
N IV	5245.600	-	-	-	-	-
N V	4603.730	-80.5 ± 6.0	-80.1 ± 15.0	-78.4 ± 7.0	-	-76.4 ± 12.0
N V	4619.980	-92.3 ± 9.0	-89.7 ± 9.0	-	-92.3 ± 9.0	-82.4 ± 8.0

Tabelle A.5.: Mit Hilfe der CAFE Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>] des Sterns BD +37° 442 - Teil 5.

Ion	Wellenlänge [Å]	26	27
He I	5875.621	-98.4 ± 3.0	-
He I	4471.480	-98.0 ± 6.0	-
He II	4685.704	-104.5 ± 4.0	-
He II	6560.083	-95.9 ± 6.0	-
He II	5411.524	-95.2 ± 5.0	-
He II	4859.323	-93.3 ± 5.0	-
He II	4541.590	-100.9 ± 5.0	-
He II	4338.670	-87.5 ± 7.0	-
He II	6683.200	-114.7 ± 18.0	-
He II	4199.830	-98.7 ± 10.0	-
C III	4152.514	-	-
C III	4156.504	-101.1 ± 16.0	-
C III	4162.860	-	-
C III	4186.900	-	-
C III	4379.476	-115.1 ± 18.0	-
C IV	4658.300	-119.9 ± 12.0	-
C IV	4646.230	-109.8 ± 16.0	-
C IV	5801.330	-103.5 ± 4.0	-
C IV	5811.980	-108.2 ± 4.0	-
N IV	6380.770	-95.3 ± 5.0	-
N IV	5200.410	-91.1 ± 13.0	-
N IV	5204.280	-	-
N IV	5226.700	-85.3 ± 15.0	-
N IV	5245.600	-	-
N V	4603.730	-87.9 ± 7.0	-
N V	4619.980	-87.8 ± 12.0	-

Tabelle A.6.: Mit Hilfe der CAFE Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>]  
 des Sterns BD +37° 442 - Teil 6.

## A. Radialgeschwindigkeitstabellen

Ion	Wellenlänge [Å]	1	2	3	4	5
He I	5875.621	-	-	-	-	-
He I	4471.480	-100.5 ± 12.0	-85.7 ± 11.0	-91.5 ± 11.0	-	-
He II	4685.704	-	-96.0 ± 8.0	-89.9 ± 9.0	-91.9 ± 12.0	-97.1 ± 11.0
He II	6560.083	-	-	-	-	-
He II	5411.524	-	-	-	-	-
He II	4859.323	-94.7 ± 7.0	-102.5 ± 10.0	-91.8 ± 7.0	-96.2 ± 10.0	-96.3 ± 9.0
He II	4541.590	-103.4 ± 10.0	-88.2 ± 8.0	-89.3 ± 12.0	-88.6 ± 11.0	-94.9 ± 17.0
He II	4338.670	-	-	-	-	-
He II	6683.200	-	-	-	-	-
He II	4199.830	-94.2 ± 15.0	-96.8 ± 13.0	-108.0 ± ?	-87.9 ± 40.0	-100.9 ± 34.0
C III	4152.514	-	-	-	-	-
C III	4156.504	-	-	-	-	-
C III	4162.860	-	-	-	-	-
C III	4186.900	-	-	-	-	-
C III	4379.476	-	-	-	-	-
C IV	4658.300	-86.7 ± 34.0	-	-	-	-
C IV	4646.230	-79.1 ± 19.0	-	-	-78.5 ± 25.0	-
C IV	5801.330	-	-	-	-	-
C IV	5811.980	-	-	-	-	-
N IV	6380.770	-	-	-	-	-
N IV	5200.410	-	-	-	-	-
N IV	5204.280	-	-	-	-	-
N IV	5226.700	-	-	-	-	-
N IV	5245.600	-	-	-	-	-
N V	4603.730	-74.1 ± 15.0	-89.3 ± 15.0	-92.6 ± 17.0	-91.4 ± 32.0	-
N V	4619.980	-106.5 ± 10.0	-96.5 ± 53.0	-98.2 ± 12.0	-	-

Tabelle A.7.: Mit Hilfe der SARG Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>] des Sterns BD +37° 442 - Teil 1.

Ion	Wellenlänge [Å]	6	7	8	9	10
He I	5875.621	-	-	-	-	-
He I	4471.480	-96.9 ± 30.0	-90.4 ± 10.0	-96.7 ± 16.0	-105.6 ± 27.0	-96.0 ± 15.0
He II	4685.704	-84.2 ± 8.0	-96.5 ± 8.0	-111.6 ± 9.0	-105.7 ± 14.0	-104.1 ± 11.0
He II	6560.083	-	-	-	-	-
He II	5411.524	-	-	-	-	-
He II	4859.323	-95.0 ± 7.0	-93.8 ± 7.0	-97.9 ± 7.0	-95.9 ± 8.0	-86.4 ± 10.0
He II	4541.590	-93.0 ± 10.0	-91.0 ± 9.0	-96.0 ± 11.0	-98.8 ± 10.0	-97.3 ± 16.0
He II	4338.670	-	-	-	-	-
He II	6683.200	-	-	-	-	-
He II	4199.830	-112.6 ± 20.0	-91.8 ± 20.0	-110.5 ± 21.0	-104.6 ± 20.0	-114.5 ± 21.0
C III	4152.514	-	-	-	-	-
C III	4156.504	-	-	-	-	-
C III	4162.860	-	-	-	-	-
C III	4186.900	-	-	-	-	-
C III	4379.476	-	-	-	-	-
C IV	4658.300	-99.5 ± 16.0	-108.2 ± 25.0	-94.1 ± 25.0	-86.5 ± 39.0	-85.4 ± 24.0
C IV	4646.230	-80.7 ± 32.0	-90.9 ± 26.0	-86.1 ± 11.0	-92.6 ± 25.0	-96.6 ± 39.0
C IV	5801.330	-	-	-	-	-
C IV	5811.980	-	-	-	-	-
N IV	6380.770	-	-	-	-	-
N IV	5200.410	-	-	-	-	-
N IV	5204.280	-	-	-	-	-
N IV	5226.700	-	-	-	-	-
N IV	5245.600	-	-	-	-	-
N V	4603.730	-82.4 ± 11.0	-83.9 ± 18.0	-85.7 ± 25.0	-81.2 ± 14.0	-
N V	4619.980	-	-90.9 ± 46.0	-	-	-

Tabella A.8.: Mit Hilfe der SARG Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>] des Sterns BD +37° 442 - Teil 2.

## A. Radialgeschwindigkeitstabellen

Ion	Wellenlänge [Å]	11	12	13	14
He I	5875.621	-	-	-	-
He I	4471.480	-108.1 ± 16.0	-	-98.1 ± 12.0	-97.2 ± 12.0
He II	4685.704	-87.4 ± 9.0	-97.1 ± 19.0	-94.5 ± 6.0	-96.3 ± 7.0
He II	6560.083	-	-	-	-
He II	5411.524	-	-	-	-
He II	4859.323	-82.1 ± 7.0	-100.9 ± 10.0	-100.0 ± 6.0	-102.4 ± 7.0
He II	4541.590	-101.5 ± 11.0	-96.7 ± 12.0	-94.5 ± 8.0	-96.1 ± 8.0
He II	4338.670	-	-	-	-
He II	6683.200	-	-	-	-
He II	4199.830	-	-110.3 ± 27.0	-101.2 ± 13.0	-
C III	4152.514	-	-	-	-
C III	4156.504	-	-	-	-
C III	4162.860	-	-	-	-
C III	4186.900	-	-	-	-
C III	4379.476	-	-	-	-
C IV	4658.300	-92.5 ± 13.0	-94.4 ± 28.0	-112.2 ± 31.0	-102.7 ± 13.0
C IV	4646.230	-	-87.4 ± 16.0	-98.9 ± 51.0	-100.1 ± 30.0
C IV	5801.330	-	-	-	-
C IV	5811.980	-	-	-	-
N IV	6380.770	-	-	-	-
N IV	5200.410	-	-	-	-
N IV	5204.280	-	-	-	-
N IV	5226.700	-	-	-	-
N IV	5245.600	-	-	-	-
N V	4603.730	-	-	-	-89.2 ± 14.0
N V	4619.980	-	-	-87.8 ± 12.0	-97.0 ± 17.0

Tabelle A.9.: Mit Hilfe der SARG Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>] des Sterns BD +37° 442 - Teil 3.



Ion	Wellenlänge [Å]	1	2	3	4	5
He I	5875.621	-98.53 ± 3.00	-98.64 ± 3.00	-99.86 ± 3.00	-97.29 ± 3.00	-98.44 ± 3.00
He I	4471.480	-106.72 ± 13.00	-104.68 ± 10.00	-92.48 ± 8.00	-93.83 ± 6.00	-105.42 ± 6.00
He II	4685.704	-99.68 ± 4.00	-102.66 ± 4.00	-97.77 ± 9.00	-104.77 ± 4.00	-98.47 ± 4.00
He II	6560.083	-96.50 ± 5.00	-96.38 ± 5.00	-87.11 ± 6.00	-96.17 ± 5.00	-92.58 ± 4.00
He II	5411.524	-96.05 ± 4.00	-96.00 ± 4.00	-94.18 ± 5.00	-98.79 ± 4.00	-96.92 ± 4.00
He II	4859.323	-93.80 ± 4.00	-93.50 ± 4.00	-100.93 ± 5.00	-97.29 ± 3.00	-94.08 ± 3.00
He II	4541.590	-94.72 ± 5.00	-94.33 ± 5.00	-100.63 ± 6.00	-100.65 ± 4.00	-96.65 ± 4.00
He II	4338.670	-93.71 ± 7.00	-93.32 ± 6.00	-96.90 ± 8.00	-96.63 ± 5.00	-98.20 ± 5.00
He II	6683.200	-	-	-	-	-97.44 ± 8.00
He II	4199.830	-86.28 ± 11.00	-83.52 ± 10.00	-87.73 ± 11.00	-99.68 ± 7.00	-99.37 ± 7.00
C III	4152.514	-	-	-	-	-
C III	4156.504	-	-	-	-	-
C III	4162.860	-	-	-	-	-
C III	4186.900	-	-	-	-	-
C III	4379.476	-	-	-	-	-
C IV	4658.300	-116.22 ± 10.00	-118.20 ± 9.00	-	-111.39 ± 7.00	-117.65 ± 8.00
C IV	4646.230	-82.79 ± 7.00	-82.49 ± 8.00	-76.42 ± 14.00	-77.51 ± 6.00	-98.79 ± 8.00
C IV	5801.330	-94.43 ± 3.00	-93.48 ± 3.00	-94.15 ± 4.00	-91.78 ± 3.00	-91.87 ± 3.00
C IV	5811.980	-96.46 ± 3.00	-95.67 ± 3.00	-98.27 ± 5.00	-97.78 ± 3.00	-100.64 ± 3.00
N IV	6380.770	-92.98 ± 3.00	-91.64 ± 3.00	-92.26 ± 6.00	-94.57 ± 3.00	-91.96 ± 3.00
N IV	5200.410	-	-	-97.10 ± 11.00	-99.68 ± 7.00	-94.40 ± 7.00
N IV	5204.280	-	-	-	-	-
N IV	5226.700	-	-	-	-89.40 ± 11.00	-89.09 ± 9.00
N IV	5245.600	-	-	-	-	-
N V	4603.730	-83.96 ± 7.00	-84.06 ± 7.00	-82.71 ± 8.00	-95.08 ± 6.00	-88.31 ± 5.00
N V	4619.980	-97.56 ± 8.00	-97.10 ± 8.00	-109.65 ± 10.00	-90.31 ± 9.00	-97.05 ± 7.00

Tabelle A.10.: Mit Hilfe der CAFE Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2013 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>]  
 des Sterns BD +37° 442 - Teil 1.

## A. Radialgeschwindigkeitstabellen

Ion	Wellenlänge [Å]	6	7	8	9	10
He I	5875.621	-97.17 ± 2.00	-101.30 ± 4.00	-97.02 ± 3.00	-100.21 ± 3.00	-101.36 ± 8.00
He I	4471.480	-100.66 ± 5.00	-89.88 ± 10.00	-98.77 ± 6.00	-102.39 ± 7.00	-
He II	4685.704	-99.84 ± 3.00	-105.20 ± 6.00	-103.52 ± 4.00	-100.86 ± 4.00	-107.97 ± 10.00
He II	6560.083	-91.00 ± 4.00	-87.78 ± 5.00	-93.97 ± 4.00	-89.67 ± 6.00	-88.36 ± 13.00
He II	5411.524	-95.13 ± 3.00	-94.97 ± 5.00	-98.71 ± 3.00	-97.89 ± 4.00	-86.16 ± 9.00
He II	4859.323	-94.83 ± 3.00	-90.17 ± 5.00	-94.21 ± 3.00	-98.57 ± 5.00	-87.64 ± 10.00
He II	4541.590	-102.55 ± 4.00	-101.30 ± 7.00	-95.80 ± 4.00	-105.46 ± 5.00	-
He II	4338.670	-97.46 ± 5.00	-104.79 ± 7.00	-103.40 ± 5.00	-92.28 ± 5.00	-
He II	6683.200	-	-	-90.18 ± 10.00	-	-
He II	4199.830	-100.08 ± 6.00	-	-	-	-
C III	4152.514	-	-	-	-	-
C III	4156.504	-	-	-	-	-
C III	4162.860	-	-	-	-	-
C III	4186.900	-	-	-	-	-
C III	4379.476	-	-	-	-	-
C IV	4658.300	-112.04 ± 5.00	-112.64 ± 11.00	-102.89 ± 11.00	-110.18 ± 9.00	-
C IV	4646.230	-90.50 ± 9.00	-	-101.70 ± 12.00	-	-
C IV	5801.330	-93.87 ± 3.00	-83.95 ± 4.00	-93.32 ± 3.00	-90.94 ± 5.00	-95.66 ± 7.00
C IV	5811.980	-97.50 ± 3.00	-96.91 ± 9.00	-99.44 ± 4.00	-97.34 ± 5.00	-96.54 ± 9.00
N IV	6380.770	-94.53 ± 3.00	-94.91 ± 6.00	-92.00 ± 3.00	-88.33 ± 3.00	-88.47 ± 9.00
N IV	5200.410	-97.58 ± 5.00	-101.50 ± 15.00	-92.27 ± 7.00	-98.74 ± 6.00	-
N IV	5204.280	-	-	-87.64 ± 6.00	-89.88 ± 6.00	-79.77 ± 8.00
N IV	5226.700	-94.75 ± 11.00	-	-	-	-
N IV	5245.600	-	-	-	-	-
N V	4603.730	-85.11 ± 4.00	-97.98 ± 7.00	-85.43 ± 7.00	-89.84 ± 7.00	-
N V	4619.980	-88.4 ± 5.00	-101.17 ± 9.00	-86.27 ± 10.00	-96.74 ± 13.00	-

Tabelle A.11.: Mit Hilfe der CAFF Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2013 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>] des Sterns BD +37° 442 - Teil 2.

Ion	Wellenlänge [Å]	11	12
He I	5875.621	-99.21 ± 4.00	-96.83 ± 2.00
He I	4471.480	-	-98.95 ± 4.00
He II	4685.704	-83.26 ± 5.00	-103.79 ± 4.00
He II	6560.083	-93.02 ± 6.00	-91.95 ± 4.00
He II	5411.524	-95.59 ± 5.00	-98.73 ± 3.00
He II	4859.323	-93.45 ± 5.00	-97.87 ± 3.00
He II	4541.590	-96.22 ± 5.00	-104.87 ± 4.00
He II	4338.670	-95.17 ± 8.00	-100.61 ± 5.00
He II	6683.200	-	-
He II	4199.830	-	-97.78 ± 7.00
C III	4152.514	-	-
C III	4156.504	-	-
C III	4162.860	-	-
C III	4186.900	-	-
C III	4379.476	-	-
C IV	4658.300	-	-
C IV	4646.230	-89.25 ± 8.00	-
C IV	5801.330	-94.31 ± 4.00	-93.42 ± 3.00
C IV	5811.980	-100.13 ± 4.00	-97.80 ± 3.00
N IV	6380.770	-92.55 ± 4.00	-94.13 ± 3.00
N IV	5200.410	-	-95.78 ± 6.00
N IV	5204.280	-	-86.13 ± 6.00
N IV	5226.700	-	-
N IV	5245.600	-	-
N V	4603.730	-	-85.12 ± 4.00
N V	4619.980	-	-101.58 ± 10.00

Tabelle A.12.: Mit Hilfe der CAFE Spektren aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2013 ermittelte Radialgeschwindigkeiten [km s<sup>-1</sup>] des Sterns BD +37° 442 - Teil 3.



---

## Literaturverzeichnis

- BISSCHEROUX, B. C.; POLS, O. R. et al. (1997). *The nature of the bright subdwarf HD 49798 and its X-ray pulsating companion*. *A&A*, 317, 815-822. 4.3, 4.3, 4.3, A
- CONNOR, JOHN T.; ASTIN, A.V. et al. (1966). *Atomic Transition Probabilities Volume I, Hydrogen Through Neon - A Critical Data Compilation*. U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards. 6.2
- COPPERWHEAT, C. M.; MORALES-RUEDA, L. et al. (2011). *Radial-velocity measurements of subdwarf B stars*. *MNRAS*, 415, 1381. 1
- DRECHSEL, H.; HEBER, U. et al. (2012). *Praktikumsanleitung des Astronomischen Praktikums*, Kap. 10: Spektroskopie und Spektralklassifikation, Anhang B: Reduktion und Auswertung von Spektren mit MIDAS. Dr. Karl Remeis Sternwarte, Bamberg - Astronomisches Institut. 2.1, 2.1, 2.1, 2.2, 2.2, 2.2, 2.2, 6.1, 5, A
- GEIER, S.; HEBER, U. et al. (2010). *Hot subdwarf stars in close-up view. I. Rotational properties of subdwarf B stars in close binary systems and nature of their unseen companions*. *A&A*, 519, A25. 1
- HAMANN, W.-R.; GRUSCHINSKE, J. et al. (1981). *Mass loss from O subdwarfs*. *A&A*, 104, 249. 4.2
- HAN, Z.; MORALES-RUEDA, L. et al. (2002). *The origin of subdwarf B stars - I. The formation channels*. *MNRAS*, 336, 449. 1
- HATTENBACH, J. (2014). *Spaniens Astronomen in Geldnöten*. <http://www.faz.net/aktuell/wissen/weltraum/wissenschaft-in-zeiten-der-finanzkrise-spaniens-astronomen-in-geldnoeten-12158645.html>. [Zuletzt aufgerufen am 11. Januar 2014]. 6.1a
- HEBER, U.; JEFFERY, C. S. (1992). *The Atmospheres of Early-Type Stars*. Lecture Notes in Physics; Berlin: Springer Verlag, 401. 1
- HEBER, U.; DRILLING, J. S. (1987). *Radial Velocities of Hot SdO Stars*. L. Davis Press, IAU Colloquium No. 95, The Second Conference on Faint Blue Stars, S. 603–606. 5.2
- HEBER, U.; GEIER, S. et al. (2013). *The mysterious sdO X-ray binary BD +37° 442*. Sixth Meeting on Hot Subdwarf Stars and Related Objects in Tucson (USA). 5.2, 5.4, 6.5, 7, A
- HENNE, B. (2013). *Spektralklassen und Leuchtkraftklassen*. <http://lp.uni-goettingen.de/get/text/7004>. [Zuletzt aufgerufen am 11. Dezember 2013]. 1.1, A

- HIRSCH, H. A.; HEBER, U. et al. (2008). *Hot Subdwarf Stars and Related Objects*. ASP Conference Series, 392. 1
- ISRAEL, G. L.; STELLA, L. et al. (1997). *The Discovery of 13 Second X-Ray Pulsations from the Hydrogen-Depleted Subdwarf O6 Star Binary HD 49798*. ApJ, 474, L53. 1, 3.1b, 4.1, 4.1, 4.2, 4.2, 4.2, 4.2, A
- JEFFERY, C. S.; HAMANN, W.-R. (2010). *Stellar Wind and Mass Loss from Extreme Helium Stars*. MNRAS, 404, 1698. 1, 5.1
- KALER, JAMES B. (1994). *Sterne und ihre Spektren: Astronomische Signale aus Licht*, Kap. 5,9,10. Spektrum Akademischer Verlag GmbH. 1, 3.2, 3.2
- KUDRITZKI, R. P.; SIMON, K. P. (1978). *Non-LTE Analysis of Subluminous O-Stars*. A&A, 70, 653. 4.1
- MAAS, T.; VAN WINCKEL, H. et al. (2003). *IRAS 08544-4431: A new post-AGB star in a binary system surrounded by a dusty disc*. A&A, 405, 271-283. 3.1a
- MAXTED, P. F. L.; MARSH, T. R. et al. (2000). *KPD 1930+2752: a candidate Type Ia supernova progenitor*. MNRAS, 317, L41. 1
- MEREGHETTI, S.; TIENGO, A. et al. (2009). *An Ultramassive, Fast-Spinning White Dwarf in a Peculiar Binary System*. Science AAAS, 325, 1222. 1, 4.4, 4.4a, 4.4b, 4.4
- MEREGHETTI, S.; LA PALOMBARA, N. et al. (2011a). *X-Ray and Optical Observations of the Unique Binary System HD 49798/RX J0648.0-4418*. ApJ, 737:51. 1, 1, 4.3, 4.5, 4.5, 4.5, 4.6, 4.5, 4.7, 4.8, A
- MEREGHETTI, S.; LA PALOMBARA, N. et al. (2012). *Discovery of a Compact Companion to the Hot Subdwarf Star BD +37 442*. ApJ, 750:L34. 1, 1, 3.3, 5.1, 5.1, 5.2, 5.2a, 5.2b, 5.2, 5.3, 5.2, 5.2, A
- MEREGHETTI, S.; LA PALOMBARA, N. et al. (2013). *X-ray emission from the luminous O-type subdwarf HD 49798 and its compact companion*. A&A, 553, A46. 3, 4.6, 4.7, 4.6, A
- MEREGHETTI, S.; CAMPANA, S. et al. (2011b). *Search for X-Ray Emission from Subdwarf B Stars with Compact Companion Candidates*. A&A, 536, A69. 1
- PATTERSON, J. (1994). *The DQ Herculis stars*. PASP, 106, 209. 4.3
- REBEIROT, E. (1966). *Une étoile à grande vitesse riche en helium ionise, "BD +37° 442", ne présentant pas les raies de l'hydrogene*. USNO, 262, 1105. 5.1, 5.2
- ROSSWOG, S.; BRÜGGEN, M. (2007). *Introduction to High-Energy Astrophysics*, Kap. 6. Cambridge University Press. 3.1, 3.1, 3.3, 3.3, 3.3, 3.3
- STICKLAND, D. F.; LLOYD, C. (1994). *Spectroscopic Binary Orbits from Ultraviolet Radial Velocities*. Observatory, 114, 41. 4.1

## Literaturverzeichnis

---

THACKERAY, A. D. (1970). *The Spectroscopic Orbit of the O-Type Subdwarf HD 49798*.  
MNRAS, 150, 215. 4.1





## Abbildungsverzeichnis

1.1.	Einteilung der Sterne in ihre Spektral- und Leuchtkraftklassen (römische Zahlen) im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD). (HENNE, 2013) . . . . .	7
2.1.	Schematischer Aufbau und Strahlengang bei einem Gitterspektrographen mit der Kollimatorbrennweite $f_{\text{Koll}}$ , der Kamerabrennweite $f_{\text{Kam}}$ , der Spaltbreite $b$ und dem aus Sicht des Gitters vom Spalt umspannte Winkelbereich $\Delta\alpha$ . (DRECHSEL et al., 2012) . . . . .	12
2.2.	Schematischer Aufbau und Strahlengang bei einem Echelle Spektrographen. Die überlappenden höheren Beugungsordnungen werden durch das zusätzliche „Querdispersionselement“ auf dem CCD Detektor räumlich voneinander getrennt. Zusätzlich enthält jede der Ordnungen nur noch einen Teil des gesamten Spektrums. (DRECHSEL et al., 2012) . . . . .	13
3.1.	P-Cygni-Linienprofile. . . . .	16
4.1.	Frequenzspektrum der Lichtkurve von HD 49798 im Energiebereich von 0,1 – 2,0 keV. Die „gephaste“ Lichtkurve ist ebenfalls zu sehen. (ISRAEL et al., 1997)	20
4.2.	Zusammengesetztes Intensitätsspektrum mit Fehlerbalken und einem Potenzgesetz als bestmöglichem Fitmodell. Die Residuenwerte sind ebenfalls dargestellt. (ISRAEL et al., 1997) . . . . .	21
4.3.	Erwartete Leuchtkraft durch Windakkretion in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit in der Nähe des kompakten Begleiters ermittelt durch Bondi-Hoyle Akkretion für einen Neutronenstern mit $M = 1,4 M_{\odot}$ , $R = 10 \text{ km}$ und $a = 8 R_{\odot}$ und für einen Weißen Zwerg mit $M = 1,0 M_{\odot}$ , $R = 6000 \text{ km}$ und $a = 7 R_{\odot}$ . Die gestrichelt-gepunktete Linie beschreibt die unterste Grenze der detektierten Röntgenstrahlung bei circa $8 \cdot 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ , während die gepunkteten Linien die im Text näher betrachteten Windgeschwindigkeiten andeuten. (BISSCHEROUX et al., 1997) . . . . .	24
4.4.	Zur Charakterisierung des Systems HD 49798. . . . .	25
4.5.	Orbitale Lichtkurven von RX J0648.0-4418 in drei Energiebereichen: 0,1-10 keV (oben), 0,1-0,5 keV (Mitte) und 0,5-10 keV (unten). Die verschiedenen Buchstaben stehen für die unterschiedlichen Beobachtungszeiträume und die Bedeckung liegt bei einer orbitalen Phase von $\sim 0,75$ . (MEREGETTI et al., 2011a) . . . . .	27
4.6.	„Gephaste“ Lichtkurven im weichen und harten Energiebereich beobachtet im Mai 2002 (links), im September 2002 (Mitte) und im Mai 2008 (rechts). (MEREGETTI et al., 2011a) . . . . .	28

4.7. „Gephaste“ Lichtkurve von RX J0648.0-4418 im Energiebereich von 0,15-10 keV. Die horizontal gepunktete Linie steht für die Hintergrundstrahlung und die durchgezogenen vertikalen Linien kennzeichnen den Beginn und das Ende der Bedeckung. Anhand der vertikal gestrichelten Linien kann eine symmetrische Bedeckung ausgemacht werden. (MEREGETTI et al., 2013) . . . . .	29
4.8. Ermittelte Hauptparameter des Doppelsternsystems HD 49798/RX J0648.0-4418 aus dem Jahr 2010. (MEREGETTI et al., 2011a) . . . . .	31
5.1. Ermittelte Hauptparameter der O-Unterkategorie BD +37° 442 und HD 49798 aus dem Jahr 2010. (MEREGETTI et al., 2012) . . . . .	33
5.2. Zur Röntgendetektion bei BD +37° 442. . . . .	34
5.3. Erwartete Akkretionsleuchtkraft in Abhängigkeit von der orbitalen Periode des möglichen Doppelsternsystems BD 37° 442. Dargestellt sind die Fälle eines Weißen Zwerges (gestrichelte Linien) und eines Neutronensterns (durchgezogene Linien) für die Windparameter $\beta = 0,6$ und $\beta = 1,0$ . Die horizontal gepunkteten Linien kennzeichnen das Minimum und das Maximum der ermittelten Leuchtkraft der Schwarzkörperkomponente. (MEREGETTI et al., 2012)	36
5.4. Fit von synthetischen NLTE Spektren an ein FOCES Spektrum von BD +37° 442. Hieraus konnte u. a. die projizierte Rotationsgeschwindigkeit von $\sim 60 \text{ km s}^{-1}$ abgeleitet werden. (HEBER et al., 2013) . . . . .	37
6.1. Die zur Beobachtung von BD +37° 442 verwendeten Observatorien. . . . .	39
6.2. Dokumentationsbilder der Datenreduktion . . . . .	42
6.3. Ausschnitt des Sternspektrums von BD +37° 442. Zu sehen sind die Absorptionslinien bei $4541,59 \text{ \AA}$ und $\sim 4685,70 \text{ \AA}$ sowie mögliche Emissionslinien im Bereich zwischen $4630 \text{ \AA}$ und $4650 \text{ \AA}$ mit sichtbar niedrigem Signal-zu-Rausch Verhältnis. . . . .	43
6.4. Ausschnitt aus dem koaddierten Spektrum von BD +37° 442 der CAFE Aufnahmen aus dem Jahr 2013. Die abgebildeten Linien entsprechen denen aus Abbildung 6.3, diesmal jedoch mit deutlich verbessertem Signal-zu-Rausch Verhältnis, sodass insbesondere auch die Emissionslinien ablesbar sind. . . . .	43
6.5. Ausschnitt aus dem koaddierten Spektrum von BD +37° 442 der CAFE Aufnahmen aus dem Jahr 2013. Die abgebildete C III Emissionslinie bei $5695,92 \text{ \AA}$ ist deutlich erkennbar. . . . .	45
6.6. Ermittelte Radialgeschwindigkeiten der Calar Alto Observation mit CAFE (rot), der TNG Observation mit SARG (grün) und wiederum mit CAFE (blau). Der erste Satz an CAFE-Spektren sowie die Aufnahmen mit SARG stammen aus dem zweiten Halbjahr des Jahres 2012, wohingegen der zweite Teil der CAFE-Spektren in der zweiten Hälfte des Jahres 2013 aufgenommen wurde. . . . .	51

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich meinen gebührenden Dank an die verschiedenen Personen aussprechen, ohne die das Verfassen dieser Arbeit mit Sicherheit nicht möglich gewesen wäre. Ohne deren technische und, nicht zu vergessen, psychologische Unterstützung wäre ich niemals so weit gekommen, wie ich es jetzt bin.

Zuallererst möchte ich Prof. Dr. Ulrich Heber danken, der mich überhaupt erst zu diesem interessanten Thema gebracht hat. Egal, welches Problem oder Verlangen ich hatte, er hatte immer ein offenes Ohr und konnte mir nahezu immer helfen.

In den Fällen, in denen er ratlos war, was vor allem die Fragen bezüglich der Software zur Verarbeitung der Spektren betraf, konnte ich mich jederzeit an Andreas Irrgang wenden. Er stellte mir seine Pipelines zur Verfügung und stand mir von Anfang an mit Rat und Tat zur Seite.

Überhaupt wäre es ohne die komplette Abteilung der Stellarastronomie nur halb so lustig gewesen. Mein spezieller Dank geht hier an Eva Ziegerer, Veronika Schaffenroth und Christian Heuser für die netten Gespräche in dieser langen und schwierigen Zeit.

Außerdem, wo würde ich jetzt wohl ohne die Hilfe meiner Kommilitonen Jens Holzmeier, Maximilian Düll, Andreas Leitherer, Lisa Seitz u.a. stehen? Ich hätte wahrscheinlich deutlich größere Schwierigkeiten in den ersten Semestern gehabt...

Des Weiteren möchte ich mich noch an meine „alten“ Schulfreunde wenden. Ihr seid immer noch die besten, gerade wenn ich daran denke, wie ihr mir immer wieder Mut zugesprochen habt, diesen schwierigen Weg als Physikstudent nicht abzubrechen und erfolgreich weiter zu gehen.

Und schließlich sind da natürlich noch meine Eltern Edgar und Veronika Schneider, die mich in erster Linie finanziell unterstützt haben, denen ich aber auch dafür danken möchte, dass sie immer an mich geglaubt und meine Entscheidung hin zum reinen Physikstudium respektiert haben.

Alle, vielleicht auch diejenigen, die ich jetzt vergessen haben sollte, namentlich zu erwähnen, haben mir bei all meinen Rückschlägen sehr geholfen und dafür gesorgt, dass ich mit diesen klarkam. Vielen Dank dafür!



# Erklärung

Ich versichere, dass ich meine Bachelorarbeit ohne Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe und die aus benutzten Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Erlangen, den 25. März 2014

David Schneider