

KPD 1930+2752

als Supernova Ia Vorläuferkandidat

Diplomarbeit
vorgelegt von

Stephan Geier
Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg
Astronomisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg
Sternwartstr. 7, 96049 Bamberg

1. August 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Massenbestimmung von Doppelsternen	5
2.1	Visuelle Doppelsterne	5
2.2	Spektroskopische Doppelsterne	6
2.3	Bedeckende Doppelsterne	7
3	Unterleuchtkräftige Zwergsterne des Typs sdB	8
3.1	Entstehung und Entwicklung	8
3.2	Pulsierende sdBs	10
3.3	Astroseismologie und sdBs	11
4	Supernovae Ia Vorläufer	14
4.1	Supernovae und ihre Klassifizierung	14
4.2	Double Degenerate Szenarien	17
4.3	Single Degenerate Szenarien	18
4.4	Kosmologische Bedeutung von SN Ia	21
5	Eigenschaften von KPD 1930+2752	30
5.1	Entdeckung und Klassifizierung	30
5.2	Multiperiodische Helligkeitsvariationen	31
5.3	Nachweis der Radialgeschwindigkeitsvariabilität	34
6	Analysenstrategie: Gravitativ gebundene Rotation	38
7	Parameter aus Modellatmosphärenfits	41
7.1	Beobachtung und Datenreduktion	41
7.2	Spektrale Klassifikation	44
7.3	Fit an Modellatmosphären im LTE und NLTE	44
7.4	Suche nach Variationen der Parameter	52
8	Periode und Radialgeschwindigkeit	57
8.1	Beobachtung und Datenreduktion	57
8.2	Radialgeschwindigkeitskurve	59

9 Rotationsgeschwindigkeit	68
9.1 Datenreduktion	68
9.2 Projizierte Rotationsgeschwindigkeit	68
10 Masse und Inklinationswinkel	71
10.1 Massenbereich	71
10.2 Inklinationswinkel	73
11 KPD 1930+2752 als SN Ia Vorläuferkandidat	76
11.1 Bekannte SN Ia Vorläuferkandidaten	76
11.2 Single oder Double Degenerate Szenario?	77
12 Ausblick: Bedeckungsveränderlichkeit	80
13 Zusammenfassung	82
A Doppellinigkeit?	85
Literaturverzeichnis	92
Danksagung	95

Kapitel 1

Einleitung

Die moderne Astrophysik präsentiert sich heute in den Medien als eine Wissenschaft der Superlative. Man blickt zurück bis zum Urknall, sucht nach den ersten, lichtschwächsten Galaxien. Aus winzigen Schwankungen der kosmischen Hintergrundstrahlung gewinnt man Erkenntnisse über Geometrie und Dynamik des Universums als Ganzes, seine Vergangenheit und seine Zukunft. Extrasolare Planeten werden durch Präzisionsmessungen nachgewiesen.

Forschung im Grenzbereich ist aufregend und gerade für den interessierten Laien attraktiv. Doch sie erfordert große Anstrengung und immense Mittel. Immer größere Teleskope und aufwendigere Detektoren sind dafür notwendig. Diese Entwicklung lässt kaum noch Platz für das vermeintliche Mittelmaß und sorgt dafür, dass viele kleinere Observatorien geschlossen werden. Allerdings verdeckt sie auch die Tatsache, dass wir längst noch nicht all das verstanden haben, was sich innerhalb der beobachtbaren Grenzen des Universums abspielt, auch wenn zuweilen der Anschein erweckt wird. Oft wird verdrängt, dass für ein Verständnis des Ganzen auch die Teile berücksichtigt werden müssen. Galaxien bestehen zwar nur zu einem geringen Teil aus sichtbarer Materie, aber dennoch liefern Sterne und interstellares Gas fast die gesamte verwertbare Information. Galaxien- und Sternentwicklung sind auf das Engste miteinander verknüpft und Einzelsterne können nur in unserer unmittelbaren Umgebung aufgelöst und untersucht werden, einem verschwindend kleinen Teil des gesamten Universums. Der vergleichsweise simplen Struktur der Sterne ist es zu verdanken, dass wir mit den spärlichen Informationen, die wir aus der Strahlung dieser Objekte gewinnen können, überhaupt etwas über ihre Beschaffenheit, ihre Entstehung und Entwicklung aussagen können. Bei genauerem Hinschauen offenbaren sich jedoch die Grenzen vereinfachender Theorien und das nach außen komplett wirkende Bild der Sternentwicklung bekommt plötzlich viele Lücken, die geschlossen werden müssen. Zahlreiche ungeklärte Fragen liegen quasi direkt vor unserer kosmischen Haustür und manchmal sind es vermeintlich unscheinbare Objekte, die darauf Antworten liefern können. In besonderen Fällen kann es aber auch vorkommen, dass die Suche nach Antworten auf bestimmte Fragen zu Entdeckungen führen, die plötzlich auch für ganz andere Felder relevant werden.

Ein solches Objekt ist Thema dieser Diplomarbeit. KPD 1930+2752 ist ein sogenannter Hot Subdwarf B Stern (sdB) der im Jahre 1986 entdeckt und benannt wurde. Er liegt in einem Spiralarm unserer Milchstraße. Die Entstehung dieser Objekte ist bis heute ungeklärt, was sie zum Ziel zahlreicher Beobachtungen von Stellarastronomen macht. Im Jahre 1997 wurden quasi zeitgleich die Existenz von pulsierenden sdBs postuliert und erste Lichtkurven solcher Objekte als Nachweis publiziert. Pulsationen eröffnen die Möglichkeit, mehr über Sterne zu erfahren, als dies sonst möglich ist, da aus der Art der Schwingungen Rückschlüsse auf die Eigenschaften

des Sterns gezogen werden können. Schnell entwickelte sich ein Zweig der Astroseismologie, der sich intensiv mit den pulsierenden sdBs beschäftigt. Aufgrund seiner spektroskopisch bestimmten Parameter, die den theoretisch postulierten entsprachen, wurde KPD 1930+2752 zu einem Kandidaten für diese Sternklasse und schließlich im Jahr 2000 als solcher identifiziert. Nebenprodukt der photometrischen Untersuchung war die Entdeckung einer Verformung des sdBs, die nur von einem nahen und schweren Begleiter verursacht werden konnte. Kurz darauf konnte KPD 1930+2752 als Komponente eines engen Doppelsternsystems bestätigt werden. Dies war in zweierlei Hinsicht bemerkenswert. Zum Einen erlaubte die Beobachtung der Bahnbewegung die Gewinnung weiterer wertvoller Informationen über die einzelnen Komponenten. Andererseits konnte der Begleiter mit hoher Wahrscheinlichkeit als ungewöhnlich massereicher Weißer Zwerg identifiziert werden. Da sich der sdB ebenfalls rasch zu einem solchen Objekt entwickeln würde, wurde KPD 1930+2752 auch von einem anderen Standpunkt aus betrachtet zu einem außerordentlich interessanten Objekt. Zwei Weiße Zwerge in einem engen Doppelsternsystem, die eine gewisse Grenzmasse überschreiten, könnten nämlich die bereits seit langem gesuchten Vorläufer einer bestimmten Art von Supernovae sein. Weiße Zwerge können durch eine thermonukleare Explosion zerrissen werden, wenn ihre Masse eine Grenze überschreitet, die als Chandrasekhar-masse bezeichnet wird. Eine solche Explosion wird als Ursache für die beobachteten Supernovae des Typs Ia (SN Ia) angenommen. Die Überschreitung der Grenzmasse ist für einen Weißen Zwerg nur innerhalb eines engen Doppelsternsystems möglich, wenn entweder zwei Weiße Zwerge verschmelzen oder ein kontinuierlicher Materietransfer von einem Begleitstern auf ein solches Objekt stattfindet. SN Ia wiederum spielen eine herausragende Rolle für die moderne Kosmologie. Aufgrund ihrer stets gleichförmigen Lichtkurven sind sie hervorragende Standardkerzen für die extragalaktische Entfernungsbestimmung. Diese Eigenschaft wurde 1998 ausgenutzt, um die Entfernungen von Galaxien zu messen und führte zu der überraschenden Erkenntnis, dass sich das Universum als Ganzes beschleunigt ausdehnt. Dieser Befund zählt zu den bedeutendsten der Kosmologie überhaupt und harret bis heute einer Erklärung. Allerdings ist die Entstehung der SN Ia bis heute ebenfalls ungeklärt und damit eine potentielle Fehlerquelle ersten Ranges. Schon eine kleine Abweichung von der Homogenität der Lichtkurve bei weit entfernten SN Ia könnte nämlich den Befund revidieren. Ein möglichst detailliertes Verständnis des Explosionsmechanismus ist notwendig, um systematische Fehlerquellen abschätzen zu können. Hierzu gehört natürlich auch das Wissen um die Vorläufersysteme der SN Ia. Bis heute konnten nur sehr wenige Vorläuferkandidaten identifiziert werden.

KPD 1930+2752 könnte somit zu einem Schlüsselobjekt werden und das gleich für die drei unterschiedlichen Themenkomplexe sdB-Evolution und damit Sternentwicklung, Astroseismologie und über die SN Ia Vorläufer letztlich auch Kosmologie. Im Folgenden sollen nun mit dem Mittel der zeitaufgelösten Spektroskopie und einer Kombination von neu gewonnenen Daten und einer Analyse alter Beobachtungen anderer Arbeitsgruppen die zugänglichen Parameter des Objekts mit möglichst hoher Genauigkeit bestimmt und daraus Rückschlüsse auf Vergangenheit und Zukunft dieses Doppelsterns gezogen werden.

Kapitel 2

Massenbestimmung von Doppelsternen

Die Bestimmung der fundamentalen Parameter von Sternen ist eine der primären Herausforderungen der Stellarastrophysik. Während einige dieser Parameter, wie zum Beispiel die Oberflächentemperatur oder die Häufigkeiten der chemischen Elemente in der Sternatmosphäre, der Beobachtung spektroskopisch zugänglich sind, müssen andere (Masse, Radius etc.) indirekt durch Vergleich der empirischen Befunde mit Modellen und Simulationen abgeleitet werden.

Eine besondere Bedeutung kommt hierbei der Sternmasse zu. Besteht doch ein direkter Zusammenhang zwischen der Masse eines Sterns und seiner Evolution. Je massereicher ein Stern ist, desto höher muss die Energieerzeugungsrate in seinem Inneren sein, um die Gravitationskraft auszugleichen. Dies führt zu einer rascheren Erschöpfung des verfügbaren Brennstoffes und damit zu einer schnelleren Entwicklung des Sterns weg von der Hauptreihe hin zu seinem Endstadium im Vergleich zu einem Stern geringerer Masse.

Da dieser wichtige Parameter aber im Allgemeinen nicht direkt aus der Beobachtung ermittelt werden kann, konzentriert sich die Aufmerksamkeit auf besondere Objekte, bei denen dies dennoch möglich ist. Doppel- und Mehrfachsternsysteme bestehen aus zwei oder mehr Sternen, die gravitativ aneinander gebunden sind. Mehr als die Hälfte aller beobachteten Sterne sind Teil eines Doppelsternsystems, während Mehrfachsysteme deutlich seltener vorkommen. Gelingt die Messung einiger Bahnparameter eines Doppelsternsystems, so können mit Hilfe der Keplerschen Gesetze unter günstigen Umständen die Massen beider Begleiter oder zumindest gewisse funktionale Zusammenhänge oder Untergrenzen bestimmt werden.

2.1 Visuelle Doppelsterne

Bei visuellen Doppelsternen kann man beide Komponenten und ihre relative Bewegung direkt beobachten und erhält die scheinbare große Halbachse a der Ellipsenbahn sowie die Periode P . Kann man die Parallaxe p messen, so ergibt sich die Summe der Massen:

$$M_1 + M_2 = \frac{a^3}{p^3 P^2} \quad (2.1)$$

Ist zusätzlich noch die Position des Schwerpunkts durch Astrometrie an nahen Referenzsternen bekannt, so lassen sich die Einzelmassen ermitteln. Wenn nur eine Komponente sichtbar ist und durch eine periodische Eigenbewegung die Anwesenheit des Begleiters verrät, spricht man von einem astrometrischen Doppelstern.

Aus dem oben Genannten wird klar, dass nur sehr nahe und langperiodische Doppelsterne auf diese Art vermessen werden können.

2.2 Spektroskopische Doppelsterne

Bei spektroskopischen Doppelsternen kann das System nicht in seine Komponenten aufgelöst werden. Im Spektrum können jedoch zwei sich periodisch verschiebende Systeme von Spektrallinien beobachtet werden, da beide Komponenten aufgrund ihrer unterschiedlichen Radialgeschwindigkeiten auch unterschiedliche Dopplerverschiebungen ihrer Spektrallinien aufweisen. Die maximale relative Verschiebung kann durch zeitaufgelöste Spektroskopie bestimmt werden und entspricht einer Geschwindigkeit v . Da die Lage der Bahnebene des Systems relativ zum Beobachter, die durch den Neigungswinkel i der Normalen zur Beobachtungsrichtung (Inklinationswinkel) gegeben ist, aber nicht aus dem Spektrum bestimmt werden kann, ist die wahre Bahngeschwindigkeit v_0 des Systems nicht bekannt. Es gilt der Zusammenhang $v = v_0 \sin i$. Dies führt dazu, dass viele Größen spektroskopischer Doppelsterne nur bis auf eine Potenz von $\sin i$ bestimmt werden können.

Sind beide Komponenten im Spektrum sichtbar, so lassen sich unter der Annahme von Kreisbahnen die beiden scheinbaren Geschwindigkeiten v_j mit $j = 1, 2$ ermitteln und damit das Massenverhältnis berechnen:

$$M_1 v_1 = M_2 v_2 \quad (2.2)$$

Aus dem Schwerpunktsatz und dem 3. Keplerschen Gesetz erhält man außerdem die Massenfunktion

$$f(M_1, M_2) = \frac{M_2^3 (\sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{K_1^3 P}{2\pi G} \quad (2.3)$$

Aus 2.2 und 2.3 lassen sich die Größen $M_j (\sin i)^3$ berechnen.

Bei elliptischen Bahnen können die Exzentrizität und die Länge des Periastrons aus den Geschwindigkeitskurven bestimmt werden und damit wiederum die Massen $M_j (\sin i)^3$.

Ist nur eine Komponente des Doppelsternsystems im Spektrum sichtbar, wenn etwa ein leuchtkräftiger Stern seinen Begleiter überstrahlt, so lässt sich lediglich die Massenfunktion aufstellen. Die Masse der sichtbaren Komponente kann jedoch häufig spektroskopisch abgeschätzt werden, so dass eine untere Massengrenze für den Begleiter bestimmt werden kann.

2.3 Bedeckende Doppelsterne

Beobachtet man ein Doppelsternsystem entlang der Bahnebene, so können sich die Komponenten gegenseitig bedecken (Bedeckungsveränderliche). Die periodischen Variationen der Leuchtkraft lassen sich messen. Aus der Form der Lichtkurve können die Bahnparameter, darunter die Radien der Sterne R_j und der Inklinationwinkel i bestimmt werden. Eine spektroskopische Messung der Geschwindigkeitskurven liefert dann die absolute Bahn und die Massen der Komponenten. Je nach Beschaffenheit des Doppelsternsystems kann gerade die Bestimmung der Lichtkurve sehr schwierig sein, vor allem wenn der Begleiter einen sehr kleinen Radius im Vergleich zur anderen Komponente besitzt (z. B. Weißer Zwerg, Brauner Zwerg, Neutronenstern oder Planet), da dann die Leuchtkraftvariation sehr gering ist.

Kapitel 3

Unterleuchtkräftige Zwergsterne des Typs sdB

3.1 Entstehung und Entwicklung

Heiße, unterleuchtkräftige Zwergsterne (Hot Subdwarfs sdB, sdO) wurden ursprünglich von Sargent und Searle (1968) als Sterne definiert, deren Farben denen von O und B-Hauptreihensternen entsprechen, die aber für ihre Spektraltypen zu breite Balmerlinien und untypische Heliumlinienstärken aufweisen. Entsprechend ihrer angenommenen Entwicklungsphase werden sie auch als EHB-Sterne bezeichnet, da sie im Hertzsprung-Russell-Diagramm am blauen Rand des Horizontalastes (Extreme Horizontal Branch EHB) liegen (Abb. 3.1). SdBs wurden anhand von Evolutionsrechnungen und quantitativen Spektralanalysen als heliumkernbrennende Sterne identifiziert, die nur über eine sehr dünne Wasserstoffhülle verfügen. Im Rahmen der kanonischen Sternentwicklungstheorie (Einzelsternentwicklung) sollten sie eine Masse von sehr genau $0,5M_{\odot}$ aufweisen. Die Masse ihrer Hüllen sollte zwischen $0 - 0,02M_{\odot}$ liegen (Heber 1986; Saffer et al. 1994).

Die Evolution der sdOs ist zu komplex, um sie im Rahmen dieser Arbeit zu behandeln (Für einen Überblick über den aktuellen Forschungsstand siehe Heber et al. 2005). SdBs und sdOBs (eine spektrale Zwischenklasse) zeigen im Gegensatz zu den sdOs stark verbreiterte Balmerlinien und relativ wenig Helium in ihren Spektren. Trotz der fast identischen Massen haben sdBs und sdOs offensichtlich unterschiedliche Entwicklungswege hinter sich. Um die offene Frage nach der Entstehung der sdBs beantworten zu können, wurden umfangreiche Surveys durchgeführt und analysiert (Green et al. 1986; Downes 1986; Saffer et al. 1994; Ferguson, Green und Liebert 1984; Allard et al. 1994; Thejll et al. 1995; Ulla und Thejll 1998; Aznar Cuadrado und Jeffery 2001). Die Beobachtung, dass sich viele sdBs in Doppelsternsystemen befinden, könnte einen Hinweis auf ihre Entstehung liefern. Han et al. haben 2002 die wichtigsten der bislang vorgeschlagenen Entstehungsszenarien untersucht und quantitative Simulationen durchgeführt, die mit den beobachteten sdB-Populationen verglichen wurden.

Eine naheliegende Möglichkeit für einen Stern, seine Hülle zu verlieren, stellen starke Sternwinde dar. Dieser Effekt könnte in der Riesenphase von Bedeutung sein. Wenn noch genug Materie übrig bleibt, um die Zündung des Heliums im Kern zu ermöglichen, könnte ein heliumbrennender Stern mit dünner Wasserstoffatmosphäre entstehen. Das Problem bei diesem Szenario besteht darin, dass solche Winde bei Sternen des Roten Riesenastes noch kaum verstanden sind und die Erklärung eines unverstandenen Phänomens mit einem anderen nicht sonderlich attraktiv

erscheint.

Eine gänzlich andere Richtung wird beim "White Dwarf Merger Channel" eingeschlagen. Zwei Helium Weiße Zwerge, die sich in einem engen Doppelsternsystem befinden, könnten demnach aufgrund von Energieverlust durch Gravitationswellen verschmelzen. Entzündet sich das Helium aufgrund der höheren Gravitationskraft des massereichen Objekts, könnte dies die Entartung des Elektronengases aufheben und der Weiße Zwerg sich gleichsam in einen sdB zurückentwickeln. Dieses Szenario erzeugt allerdings nur einen einzelnen sdB und kann somit höchstens für einen Teil der beobachteten Objekte verantwortlich sein.

Massentransfer innerhalb eines engen Doppelsternsystems stellt den zweiten prinzipiellen Erklärungsansatz dar. Bläht sich einer der Begleiter zu einem Roten Riesen auf und dehnt sich seine Hülle über seinen Roche Lobe aus, so kommt es zu einem Massenübertrag auf den kompakteren Begleiter. Dieser Hüllenverlust kann wiederum auf zwei verschiedene Arten mit jeweils charakteristischen Zeitskalen stattfinden. Verläuft der Massenübertrag dynamisch instabil und damit rasch, so dehnt sich die Hülle des Riesen bis zum Begleiter aus und es bildet sich eine gemeinsame Hülle ("Common Envelope" CE). Aufgrund von Reibungsverlusten der in der Hülle umlaufenden Sterne schrumpft der Abstand des Systems. Als Folge der Energieerhaltung heizt sich die Hülle dabei immer mehr auf und es kann schließlich zu einer Abstoßung der Hülle kommen. Ist der nunmehr nackte Kern des vormaligen Riesensterns noch massereich genug, um das Heliumbrennen zu zünden, so ist ein sdB mit einem nahen Begleiter entstanden. Aufgrund der Evolution dieses Begleiters kann sich der Vorgang wiederholen. Das System durchläuft eine zweite CE-Phase und rückt dadurch noch näher zusammen. Bei einem stabilen und damit langsamen Massentransfer ("Roche Lobe Overflow" RLOF) verliert der Riese seine Hülle allmählich und es entsteht ein sdB in einem langperiodischen Doppelsternsystem.

All diese Entstehungskanäle wurden von Han et al. theoretisch modelliert und auf Ensembles von Doppelsternsystemen mit statistisch verteilten Massen und Separationen angewendet. Die aus der Simulation hervorgehenden sdB-Systeme wurden mit den beobachteten Populationen verglichen. Durch Fits an den Beobachtungen konnten die Parameter für die Szenarien bestimmt werden, die die Realität am Besten reproduzieren. Der "CE Ejection Channel" erzeugt dementsprechend Systeme mit Perioden von 0,1 – 10 Tagen. Die Massenverteilung der sdBs mit einer dünnen Wasserstoffhülle zeigt einen scharfen Peak bei $M_{sdB} = 0,46M_{\odot}$ und weitere bei $M_{sdB} = 0,4M_{\odot}$ und $M_{sdB} = 0,33M_{\odot}$. Der kritische Parameter ist hierbei die Effizienz der Hüllenabstoßung, die als sehr hoch angenommen werden muss. Demgegenüber sind beim "Roche Lobe Overflow Channel" deutlich längere Perioden von 400 – 1500 Tagen sowie eine dickere Hülle zu erwarten. Die Massenverteilung der sdBs ist der des "CE Ejection" Kanals sehr ähnlich. Es zeigte sich, dass ein stabiler Massenübertrag nur innerhalb eines sehr engen Parameterfensters möglich sein dürfte. Da solch spezifische Voraussetzungen in der Natur eher selten erfüllt sein dürften, kann dieser Kanal kaum für die große Zahl beobachteter sdBs verantwortlich sein. Der "White Dwarf Merger Channel" schließlich erzeugt isolierte sdBs mit einer extrem dünnen Wasserstoffhülle und einer breiteren Massenverteilung von $M_{sdB} = 0,4 - 0,65M_{\odot}$. Auch dieser Kanal kommt nur für einen kleinen Teil der beobachteten Populationen in Frage, sind doch viele sdBs in Doppelsternsystemen zu finden (Han et al. 2002, 2003). Die Simulationen von Han et al. machen also Voraussagen über die Massen und Perioden von sdBs in Doppelsternsystemen. Die Bestimmung von sdB-Massen aus der Beobachtung wird dadurch zu einem unerläßlichen Instrument für das Verständnis dieser rätselhaften Objekte. Da dies im Allgemeinen nicht möglich ist, konzentriert sich die Aufmerksamkeit auf eine spezielle Klasse von pulsierenden sdBs (Maxted et al. 2000, Napiwotzki et al. 2004).

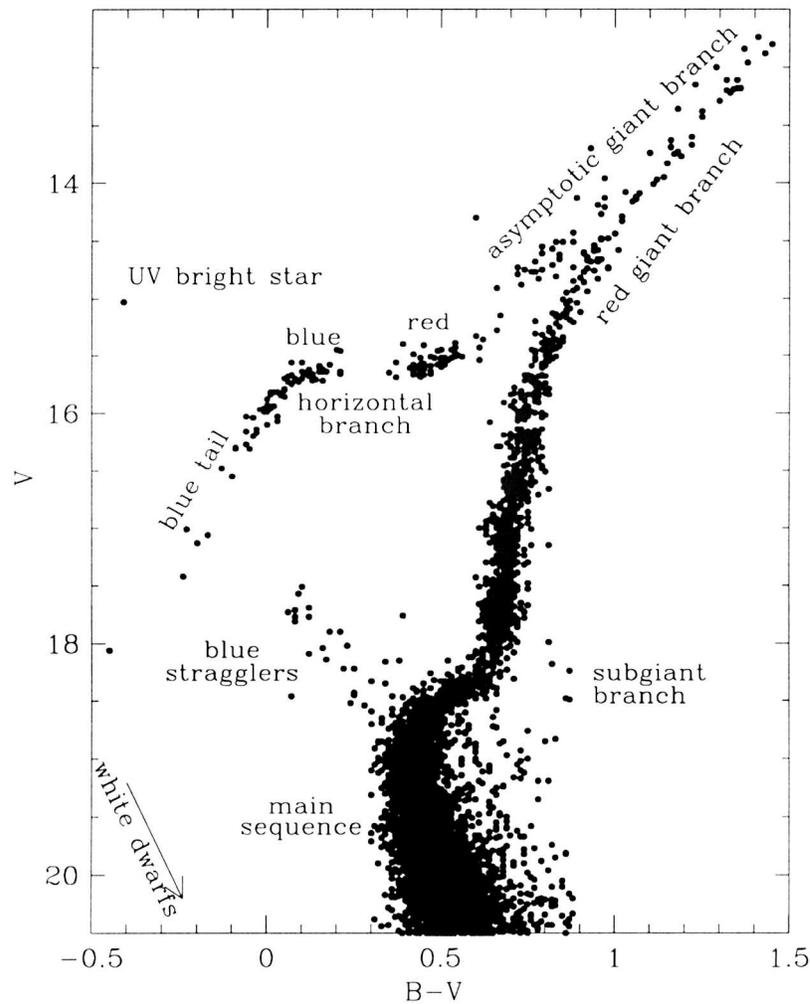


Abbildung 3.1: Hertzsprung-Russell-Diagramm. Der EHB schließt am blauen Ende des Horizontalastes an (Moehler 2000).

3.2 Pulsierende sdBs

Nach theoretischen Modellen von Charpinet et al. (1996) sollte ein Teil der sdB-Sterne nicht-radiale Pulsationen zeigen. Angeregt werden die Schwingungen durch diffusive Anreicherung von Eisen in subatmosphärischen Schichten und einer damit verbundenen lokalen Variation der Opazität. Dieser Effekt sollte innerhalb eines bestimmten Parameterbereichs auftreten. Der experimentelle Nachweis wurde 1997 mit der Entdeckung der ersten vier pulsierenden sdBs erbracht, die nach dem Prototypen EC 14026 Sterne bzw. sdBV genannt wurden (Kilkenny et al. 1997; Koen et al. 1997; Stobie et al. 1997; O'Donoghue et al. 1997). Diese ermutigende Entwicklung und die verlockende Aussicht, mit dem Instrumentarium der Astroseismologie die

Struktur tieferliegender Schichten, die der Spektroskopie direkt nicht zugänglich sind, untersuchen zu können, rechtfertigten die systematische Suche nach weiteren pulsierenden sdB-Sternen. Vor allem sdBVs in Doppelsternsystemen stehen im Mittelpunkt des Interesses. Wie bereits weiter oben beschrieben können gewisse Zusammenhänge zwischen den fundamentalen Parametern (v.a. den Massen) der Begleiter aus deren Dynamik bestimmt werden. Zur Eliminierung der verbleibenden Unbekannten müssen jedoch zusätzliche Informationen gewonnen werden. Die Schwingungsmuster eines Sterns hängen ebenfalls mit den fundamentalen Parametern (u.a. Masse und Hüllenmasse) zusammen und können daher die fehlenden Teile des Puzzles liefern. Aus astroseismologischen Modellrechnungen gewinnt man theoretische Muster, die mit den beobachteten Pulsationen verglichen werden können.

Voraussetzung dafür sind qualitativ hochwertige photometrische und spektroskopische Untersuchungen mit hoher Zeitauflösung, um das Fourier-Spektrum der multiperiodischen Variationen möglichst vollständig erfassen zu können. Spektroskopische Untersuchungen liefern dann die der Beobachtung direkt zugänglichen Parameter $T_{\text{eff}}, \log g, \dots$ (neuere Untersuchungen z. B. bei Heber et al. 2000).

Bis heute wurden 37 kurzperiodische pulsierende sdBs entdeckt (Solheim et al. 2005). Alle sdBVs sind multiperiodisch (2 – 50 Moden) und ein Vergleich mit Modellen zeigt, dass die Moden meistens zu nahe beisammen liegen, um von radialen Pulsationen zu stammen (Stobie et al. 1997b; O’Donoghue et al. 1998b). Die Perioden liegen im Bereich von 90 – 500 s und die Amplituden können bis zu 20% betragen. Alle sdBVs liegen in einem bestimmten Bereich des $T_{\text{eff}} - \log g$ -Diagramms mit $T_{\text{eff}} = 30000 K - 36000 K$ und $\log g = 5,50 - 6,00$. Allerdings ist dieser Bereich ihnen nicht exklusiv vorbehalten. Vielmehr finden sich darin auch sdBs mit konstanter Leuchtkraft (Abb. 3.2). Neben den kurzperiodischen Pulsatoren wurden auch sdBs mit langperiodischen Variationen entdeckt (PG 1716+426- oder "Betsy"-Sterne), die im Bereich von Stunden liegen (Green et al. 2003) sowie mindestens zwei Objekte, die beide Arten von Pulsationen zeigen (Schuh et al. 2004, Telting et al. 2005).

Höchstwahrscheinlich ist die unterschiedliche Schichtung von Metallen in den Hüllen der sdBs letztlich dafür entscheidend, ob es zu Pulsationen kommt oder nicht. Notwendig sind aber offensichtlich geeignete atmosphärische Parameter. Wie es zu der unterschiedlichen Metallschichtung kommt, ist noch ungeklärt. Schwache Sternenwinde könnten dabei eine Rolle spielen (Fontaine und Chayer 1998, Unglaub und Bues 2003).

3.3 Astroseismologie und sdBs

Eine qualitative Erklärung für die Eigenschaften der sdB-Pulsatoren zu liefern, stellt nur einen ersten Schritt in der astroseismologischen Untersuchung dieser Objekte dar. Wesentlich ehrgeiziger ist der Anspruch, die fundamentalen Parameter allein aus dem Fourier-Spektrum ihrer Lichtkurve ermitteln zu wollen.

Sowohl in der theoretischen Modellierung, als auch von Seiten der Beobachtung ergeben sich hierbei ernsthafte Probleme. Der Mangel an qualitativ hochwertigen Lichtkurven für viele der bislang identifizierten sdBVs sorgt dafür, dass Moden geringer Amplituden nicht nachweisbar sind und damit die Pulsationsspektren unvollständig bleiben. Eine geringe Zahl von beobachteten Moden lässt wiederum theoretische Modelle zweifelhaft erscheinen, da bei sehr unterschiedlichen Parametern ähnliche Resultate erzielt werden können. Sind gute Lichtkurven verfügbar, wie etwa im Falle von PG 1605+072 (Koen et al. 1998b, Kilkenny et al. 1999) mit über 50 oder KPD

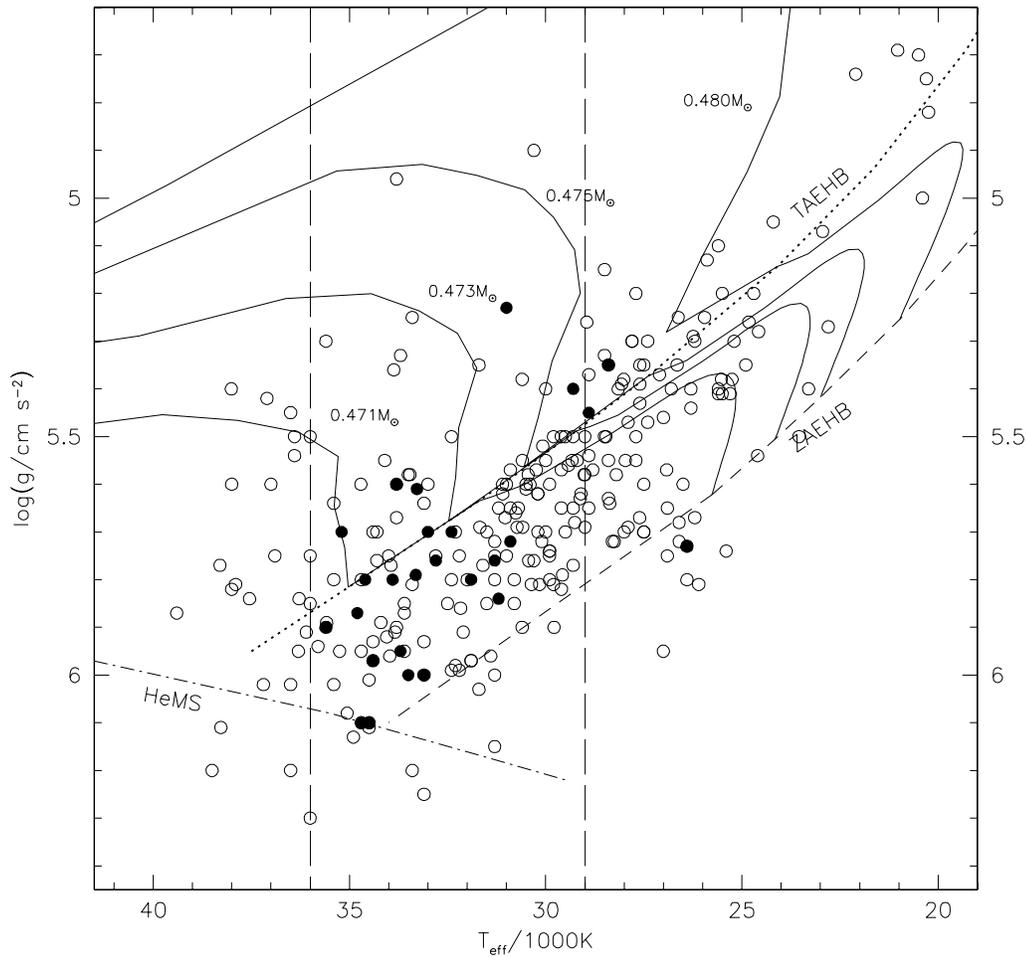


Abbildung 3.2: $T_{\text{eff}} - \log g$ -Diagramm. Die leeren Kreise bezeichnen sdBs mit konstanter Leuchtkraft, die ausgefüllten Kreise bekannte sdBVs. Die gestrichelten vertikalen Linien markieren den theoretischen Instabilitätsbereich (Dissertation Edelmann 2003).

1930+2752 (Billères et al. 2000) mit 44 Moden, dem Objekt, dass in dieser Arbeit untersucht werden soll, so scheinen die Modenspektren paradoxerweise zu kompliziert, um sie vollständig deuten zu können. Beide sdBVs rotieren nämlich schnell und KPD 1930+2752 weist zudem keine sphärische Geometrie auf. Beides führt zu einer drastischen Veränderung des Modenspektrums, da vorher entartete Moden rotationsbedingt aufspalten bzw. zusätzliche langperiodische Schwingungen aufmoduliert werden.

Das zweite Problem, das den Vergleich beobachteter Moden mit Modellen betrifft, ist prinzipieller Natur. Stehen B beobachtete Moden zur Verfügung und sollen mit T theoretischen Moden verglichen werden, um den besten Fit zu ermitteln, so errechnet sich die Anzahl der Kombinationen zu $T!/(T - B)!$. Als realistisches Beispiel sollen nun 13 beobachtete Moden mit 25 modellierten verglichen werden. Hierbei ergeben sich $25!/12! = 3,238 \times 10^{16}$ Kombinationen.

Eine Zahl, die die Leistungsgrenze konventioneller Rechner weit überschreitet (Brassard et al. 2001). Die Anzahl der theoretischen Moden ist übrigens deshalb größer als die der beobachteten, weil die der Modellierung zugrunde liegende lineare nichtadiabatische Theorie keine Vorhersage der Amplituden erlaubt. So kann es vorkommen, dass manche Moden zu schwach sind, um beobachtet werden zu können. Eine nichtlineare, nichtadiabatische Theorie, die das Problem lösen würde, existiert erst in Ansätzen.

Ein erster Versuch wurde dennoch von Brassard et al. 2001 unternommen. Anhand von Lichtkurven, die am Canada-France-Hawaii-Teleskop (CFHT) unter sehr guten atmosphärischen Bedingungen gewonnen wurden, konnten multiperiodische Variationen in der Leuchtkraft des sdBs PG 0014+067 entdeckt werden. Die 23 beobachteten Moden erwiesen sich als erfreulich wenig komplex, da der sdB offensichtlich keiner schnellen Rotation unterworfen ist. Außerdem gelang es Brassard et al., einen statistischen Algorithmus zu entwickeln, der den Modenvergleich in relativ kurzer Zeit bewältigen konnte.

Das Resultat ist durchaus beeindruckend. Das theoretische Modenspektrum weicht kaum von der Beobachtung ab und die aus der Spektroskopie separat bestimmten Parameter T_{eff} und $\log g$ konnten bestätigt werden. Zusätzlich konnten bis auf die Elementhäufigkeiten alle fundamentalen Parameter bestimmt werden. Besondere Bedeutung kommt der Massenbestimmung des sdBs zu. Sowohl die Gesamtmasse $M = 0,490 \pm 0,019 M_{\odot}$, als auch die Masse der Wasserstoffhülle $\log(M_{\text{env}}/M_{*}) = -4,31 \pm 0,22$ wurden mit bislang unerreichter Genauigkeit bestimmt. Beide Werte bestätigen eindrucksvoll das Standardszenario der sdB-Evolution mit der vorhergesagten kanonischen Masse. Mittlerweile wurde diese Methode noch auf mehrere andere sdBs angewandt und lieferte ähnlich spektakuläre Ergebnisse (Charpinet et al. 2005).

Trotz dieser Erfolge befindet sich die Astroseismologie der sdBs noch in ihrer Frühphase. Bessere Lichtkurven möglichst simultan mit zeitaufgelöster Spektroskopie stellen die wichtigsten Voraussetzungen für echte Fortschritte auf diesem Gebiet dar (Heber et al. 2003, O’Toole et al. 2005, Woolf et al. 2002). Besonders wichtig für die Eichung der theoretischen Modelle wäre auch die unabhängige Bestimmung der fundamentalen Parameter von sdBs, besonders der Massen.

Kapitel 4

Supernovae Ia Vorläufer

4.1 Supernovae und ihre Klassifizierung

Supernovae gehören zu den spektakulärsten Objekten des beobachtbaren Universums. Bei diesen Sternexplosionen werden innerhalb von Sekunden Energien in der Größenordnung von 10^{51} erg freigesetzt. Obwohl nur ein winziger Bruchteil dieser Energie davon im sichtbaren Bereich des Spektrums emittiert wird, können Supernovae Leuchtkräfte erreichen, die ganze Galaxien überstrahlen (Abb. 4.1).



Abbildung 4.1: Supernova vom Typ Ia SN1994d in der Galaxie NGC 4526 (links unten).

Das Aufblitzen von Supernovae, die je nach Entfernung sogar am Tage beobachtet werden konnten (historische Supernovae in der Milchstraße), hatte auch einen nicht zu unterschätzenden Einfluss auf die Entwicklung des astronomischen Weltbildes in der frühen Neuzeit. Die Unveränderlichkeit des Fixsternhimmels stellte nämlich eine der Grundfesten der antiken Vorstellungswelt dar, die maßgeblich von Aristoteles und Ptolemaios formuliert und später vom christlichen Mittelalter übernommen wurde. Die Sterne, so Aristoteles, wären ewig und unveränderlich. Da sie sich scheinbar ohne äußere Einwirkung zu bewegen vermögen, eine Eigenschaft, die man zur damaligen Zeit nur bei Lebewesen beobachtete, sollten sie darüber hinaus beseelt und vom göttlichen Hauch umgeben sein. Das Erscheinen neuer Sterne am Himmel erschütterte dieses Weltbild und es ist kein Zufall, dass gerade Tycho Brahe und Johannes Kepler, die maßgeblich zur Überwindung der überkommenen Dogmen beitrugen, Supernovae beobachten konnten.

Nimmt man Spektren von Supernovae auf, so offenbaren sich deutliche Unterschiede, die eine Klassifizierung erlauben. Zeigt sich Wasserstoff im visuellen Spektrum, so spricht man von Supernovae des Typs II (SN II). Fehlen die Wasserstofflinien, so handelt es sich um Supernovae des Typs I (SN I). Diese lassen sich weiter unterteilen. SN Ia zeichnen sich durch eine deutliche Si II Absorptionslinie nahe bei 6150 \AA aus. Bei SN Ib fehlt diese Linie und es zeigen sich stattdessen deutliche He I Linien. SN Ic weisen keines der beiden Merkmale auf (Fillipenko und Riess 2000). Die Entstehung der SN II ist gut verstanden. Ihre Vorgänger sind die massereichsten Hauptreihensterne, die in der Endphase ihrer Entwicklung schwere Elemente im Kern zu Eisen und leichtere Elemente in den Schalen verbrennen. Da die Fusion von Eisen nicht mehr exotherm abläuft, kommt die Energieerzeugung im Kern schließlich zum Erliegen. Ohne innere Energiequelle kollabiert der Stern rasch unter seinem Gewicht und heizt sich dabei enorm auf. Der Kern erreicht schließlich eine so hohe Dichte, dass Elektronen und Protonen zu Neutronen verschmelzen (Neutronisierung). Der Entartungsdruck der Neutronen bremst den Kollaps des inneren Kerns abrupt ab. Weiteres Material prallt auf den Kern und wird als Schockfront nach außen reflektiert. Dieser Effekt allein kann allerdings noch keine Supernova erzeugen, da sich die Schockfront schnell in der Sternhülle totlaufen würde, ohne eine Explosion hervorzurufen. Erst die ultradichte Neutrinowelle, die bei der Neutronisierung entsteht, gibt der Schockfront die dafür notwendige Energie mit. Je nach Masse des Vorgängerstern ist der Entartungsdruck der Nukleonen im Kern hoch genug, um die Gravitation auszugleichen, oder nicht. Im ersteren Fall entsteht ein kompaktes Objekt von ca. 15 km Durchmesser und der Dichte eines Atomkerns. Diese sogenannten Neutronensterne können sich in Form von Pulsaren im Radiowellenbereich bemerkbar machen. Im zweiten Falle behält die Gravitation die Oberhand und der Kollaps geht weiter. Wenn die Fluchtgeschwindigkeit von der Oberfläche des ultradichten Objekts schließlich die Lichtgeschwindigkeit erreicht, kann keine Strahlung mehr emittiert werden und hinter dem Schleier dieses sogenannten Ereignishorizontes mit einem Durchmesser von wenigen Kilometern bildet sich ein Schwarzes Loch. Die abgestoßene Gashülle erreicht Geschwindigkeiten bis zu 10% der Lichtgeschwindigkeit und bildet schließlich einen ausgedehnten Nebel von filigraner Struktur. Das Zustandekommen der SN II kann im Großen und Ganzen befriedigend erklärt werden. Bei SN Ib und SN Ic wird ein ähnlicher Mechanismus vermutet. Der Vorgängerstern muss allerdings durch starke Sternwinde bereits seine äußere Wasserstoffhülle (SN Ib) bzw. sogar die anschließende Heliumhülle (SN Ic) verloren haben. SN Ic sind aussichtsreiche Kandidaten für sogenannte Hypernovae, die als Ursache für die beobachteten "Gamma-Ray Bursts" in Frage kommen und momentan intensiv untersucht werden.

Die Deutung der spektralen Charakteristika von SN Ia ist schwieriger. Dazu kommen noch weitere Eigenschaften dieser Supernovae. Beobachtungen von nahen SN Ia, deren Entfernung

bestimmt werden konnte, ergeben nämlich eine nahezu konstantes Maximum der Leuchtkraft. Dieses Maximum wiederum ist proportional zur Abnahme der Leuchtkraft. Korrigiert man diese Abhängigkeit, so ergibt sich eine Maximalhelligkeit mit sehr geringer Streuung von 0,2 mag. SN Ia eignen sich daher als Standardkerzen für die Entfernungsbestimmung vor allem in entfernten Galaxien, da sie aufgrund ihrer extrem hohen Leuchtkraft noch in großen Distanzen detektierbar sind. Die kosmologischen Implikationen dieser Tatsache sollen später noch ausführlicher thematisiert werden. Außerdem konnten SN Ia im Gegensatz zu SN II auch in alten Sternpopulationen wie z. B. elliptischen Galaxien beobachtet werden. In solchen Populationen sollte es eigentlich keine massereichen Sterne mehr geben, da diese aufgrund ihrer schnelleren Entwicklung längst ausgestorben sein sollten.

Die thermonukleare Explosion eines Weißen Zwerges, der hauptsächlich aus Kohlenstoff und Sauerstoff besteht, wird als Erklärungsmodell favorisiert. Da sich die Evolution eines isolierten Weißen Zwergs auf eine stetige Abkühlung beschränkt, ist kein intrinsischer Mechanismus bekannt, der eine solche Explosion auslösen könnte. Ist der Weiße Zwerg allerdings Teil eines Doppel- oder Mehrfachsternsystems, so kann er durch die Interaktion mit einem Begleiter zusätzliche Masse gewinnen und schließlich die Chandrasekhar-Masse von $1,4M_{\odot}$, die das obere Limit für die Masse eines solchen Objekts darstellt, überschreiten. Die Masse-Radius-Beziehung für Weiße Zwerge $M \sim R^{-1/3}$ kann aus der Zustandsgleichung für ein nichtrelativistisches, vollständig entartetes Elektronengas hergeleitet werden. Je massereicher ein Weißer Zwerg ist, desto kleiner ist demnach sein Radius. Nähert sich der Weiße Zwerg der Chandrasekhar-Masse, so verliert aufgrund der hohen Dichte im seinem Inneren die nichtrelativistische Zustandsgleichung ihre Gültigkeit. Relativistische Effekte sorgen dann dafür, dass die Kurve nach unten abknickt und der Radius gerade bei der Grenzmasse einen Wert von Null annimmt (Abb. 4.2).

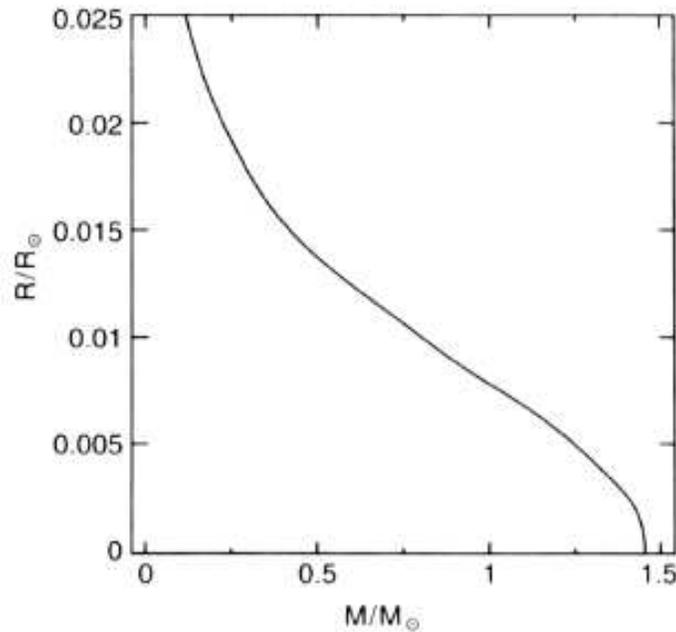


Abbildung 4.2: Masse-Radius Beziehung für Weiße Zwerge (Hansen und Kawaler 1994).

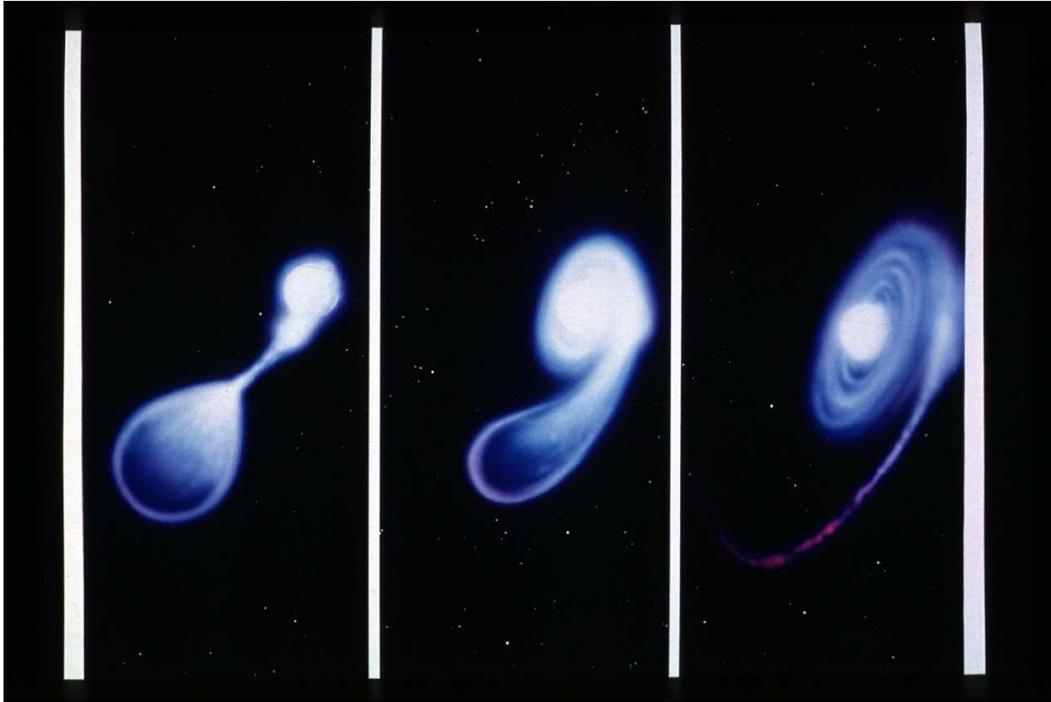


Abbildung 4.3: Künstlerische Darstellung der Verschmelzung zweier Weißer Zwerge.

Physikalisch lässt sich dies damit erklären, dass der Entartungsdruck nicht mehr ausreicht, um die Gravitation des Weißen Zwerges auszugleichen. Während der Weiße Zwerg schrumpft, erhöht sich seine Temperatur bis es zur Fusion von Kohlenstoff und Sauerstoff kommt. Diese Reaktion liefert in sehr kurzer Zeit so hohe Energien, dass es zu einer Supernova kommt. Der Weiße Zwerg wird dabei vollständig zerstört und es gibt keinen Überrest.

Ist die Grenzmasse noch nicht ganz erreicht, so kann es dennoch zu einer SN Ia kommen, wenn der Weiße Zwerg über eine dünne Hülle aus Heliumgas verfügt. Bei den typischerweise hohen Temperaturen auf der Oberfläche kann es nämlich zu einer Zündung des He kommen. Dieser Heliumflash der Hülle kann nun den CO-Kern zusammendrücken und dafür sorgen, dass die kritische Dichte im Kern lokal überschritten wird. Eine solche Supernova bei unterkritischer Masse wird als "Edge-Lit-Detonation" bezeichnet. Aufgrund der spektralen Charakteristika von SN Ia kommen ähnliche Prozesse bei Weißen Zwergen, die aus Helium bzw. aus Sauerstoff und Neon bestehen, nicht als Vorläufermodelle in Frage (Livio 2000).

Je nach der Art und Weise, wie der Materieübertrag auf den Weißen Zwerg vonstatten geht, spricht man von Single und Double Degenerate Szenarien (Abb. 4.5).

4.2 Double Degenerate Szenarien

In Double Degenerate Szenarien sind beide Komponenten eines engen Doppelsternsystems entartet. Dies bedeutet, dass zwei Weiße Zwerge gravitativ gebunden sind. Nach der allgemeinen Relativitätstheorie strahlen beschleunigte Massen Gravitationswellen ab. Im Falle so kompakter Objekte ist der damit verbundene Verlust an Energie und Drehmoment nicht mehr vernachlässigbar und führt zu einer Verringerung des Abstandes der Begleiter. Die Periodenabnahme eines

engen Doppelsternsystems durch Gravitationswellen kann bei bekannter Gesamtmasse des Systems M , reduzierter Masse μ , Separation A und Periode P des Systems berechnet werden (Woolf et al. 2002):

$$\dot{P} = -\frac{96}{5} \frac{PG^3}{c^5} \frac{M^2\mu}{A^4} \quad (4.1)$$

Ist die anfängliche Umlaufperiode hinreichend kurz (< 13 h), so kommen sich beide Weißen Zwerge innerhalb einer Hubblezeit so nahe, dass der masseärmere schließlich seinen Roche Lobe ausfüllt und es zu einem Materieübertrag auf den Begleiter kommt. Aufgrund der hohen Gezeitenkräfte zwischen den Begleitern führt dies innerhalb weniger Umläufe zur Zerstörung des masseärmeren Begleiters, dessen Bruchstücke nun in Form einer Akkretionsscheibe mit dem massereichen Weißen Zwerg verschmelzen. Übersteigt das System die Chandrasekhar-masse, so kann es zu einer Zündung der CO-Fusion im Kern kommen, die eine SN Ia auslösen kann.

Dieses Szenario erklärt überzeugend den fehlenden Wasserstoff in den Spektren der SN Ia, da bereits das Vorläufersystem keinen Wasserstoff mehr enthält. Populationssynthesen liefern die beobachteten Raten von SN Ia sowohl in alten, als auch in jungen Sternpopulationen. Außerdem konnten mittlerweile zahlreiche Double-Degenerate Systeme identifiziert werden, von denen einige der Chandrasekhar-masse sehr nahe kommen (s. Kapitel 11.1).

Problematisch bleibt allerdings die Modellierung des Explosionsvorgangs. Bei zu hohen Akkretionsraten auf den massereicheren Weißen Zwerg sagen Simulationen nämlich eine Zündung des C-O-Brennens außerhalb des Kernes voraus. Dies bedeutet aber ein vergleichsweise langsames Verbrennen von C und O zu einer Mischung aus O, Ne und Mg innerhalb einiger tausend Jahre. Diese Objekte mit überkritischer Masse kontrahieren schließlich zu einem Neutronenstern, ohne dass es zu einer Supernova kommt (Livio 2000).

4.3 Single Degenerate Szenarien

Ist der Begleiter eines Weißen Zwerges ein nichtentarteter Stern, so spricht man von Single Degenerate Szenarien. Füllt der Begleiter seinen Roche Lobe aus, so kommt es zu einem Materieübertrag auf den Weißen Zwerg. Bei Erreichen der Chandrasekhar-masse kann der Weiße Zwerg dann als SN Ia explodieren.

Je nach den Eigenschaften des Begleiters kommen mehrere Vorläuferkonfigurationen in Frage. Ist der Begleiter ein Riesen- oder Unterriesenstern, so kommt es zu einem Übertrag von wasserstoff- bzw. heliumreichem Material. Aufgrund der hohen Temperatur an der Oberfläche des Weißen Zwerges und der Entartung des Elektronengases kann es zu einer explosiven Zündung des einfallenden Materials kommen. Eine solche Nova kann sich wiederholen, wenn sich wieder genügend Material auf der Oberfläche des Weißen Zwerges angesammelt hat. Ist der Begleiter ein Roter Riese, so spricht man von einem symbiotischen System. Da dieser Prozess zum Verlust der akkretierten Materie führt, kann ein solches System kaum einen Weißen Zwerg mit überkritischer Masse erzeugen.

Nur bei geeigneten Massenübertragungsraten von $10^{-7} M_{\odot}/\text{Jahr}$ kommt es zu einer Aufhebung der Entartung des Elektronengases und dadurch zu einem kontinuierlichen Brennen in der äußeren Schale des Weißen Zwerges ohne kataklysmische Ereignissen. Ist die Massenübertragungsrate zu hoch, bildet sich ein "Common Envelope" und das System verliert über die äußeren Lagran-

gepunktete Materie an die Umgebung.

Solche Objekte, die aufgrund der hohen Temperaturen des einfallenden Material weiche Röntgenstrahlung aussenden ("Supersoft X-Ray Sources"), konnten tatsächlich beobachtet werden und stellen vielversprechende Kandidaten für SN Ia Vorläufer dar (Greiner et al. 1991; van den Heuvel et al. 1992; Southwell et al. 1996; Kahabka und van den Heuvel 1997).

Das Single Degenerate Szenario passt besser zu den Resultaten der galaktischen chemischen Evolution als der Merger zweier Weißer Zwerge, stellen doch SN Ia die bedeutendsten Quellen für Eisen in Sternsystemen dar. Allerdings liefern Populationssynthesen, die auf diesem Szenario aufbauen, eine sehr viel geringere SN Ia Rate als beobachtet. Auch konnte noch kein Wasserstoff in den Spektren der SN Ia nachgewiesen werden, der zumindest in Spuren vorhanden sein sollte. Ein solcher Nachweis würde dem Double Degenerate Szenario den Todesstoß versetzen, da dort nur Objekte involviert sind, die dieses Element nicht enthalten.

Beide Szenarien können das Zustandekommen von SN Ia zumindest qualitativ überzeugend erklären. Die theoretische Modellierung ist allerdings noch mit erheblichen Unsicherheiten behaftet. Die Beobachtung möglicher Vorläufersysteme stellt einen zentralen Schritt dar, da damit wichtige Parameter für die statistische Untersuchung eingegrenzt werden können. Weitere Beobachtungen sowohl von SN Ia, insbesondere hochaufgelöste Spektren, als auch von möglichen Vorläufersystemen sind notwendig, um die zahlreichen offenen Fragen zu beantworten (Livio 2000).

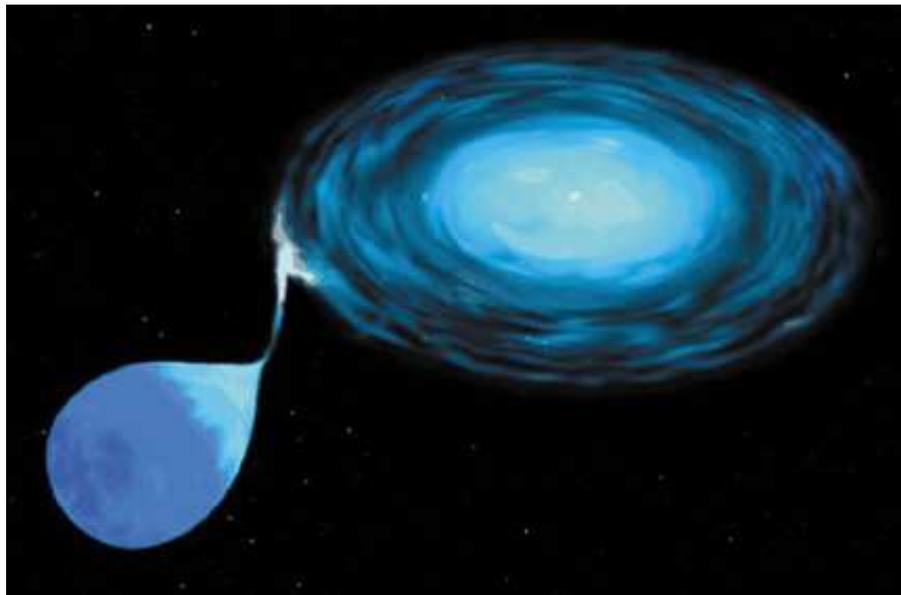


Abbildung 4.4: Künstlerische Darstellung des stabilen Massenübertrags von einem sdB auf einen Weißen Zwerg

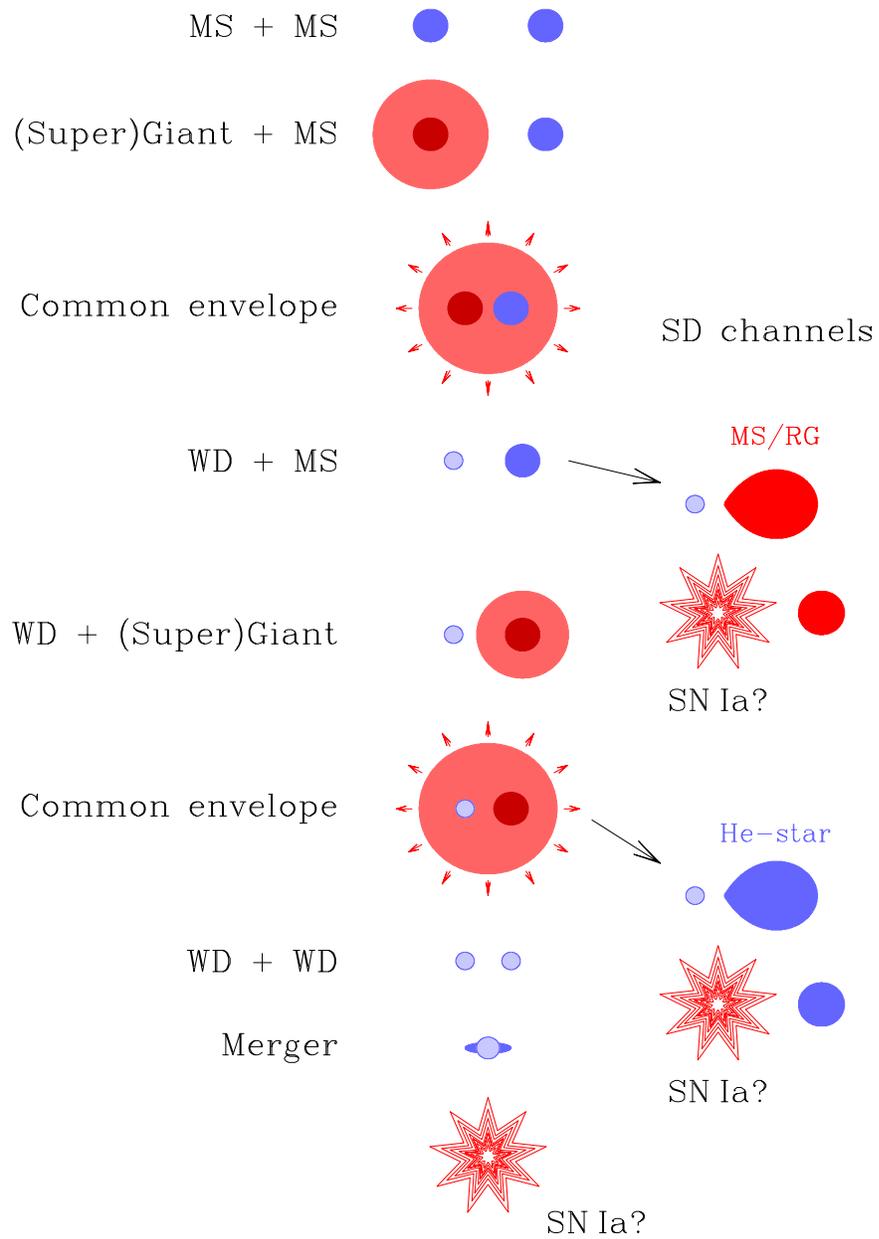


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der diskutierten Vorläuferszenarien für SN Ia (Napitowzki et al. 2002).

4.4 Kosmologische Bedeutung von SN Ia

Die Bedeutung von SN Ia geht weit über die reine Stellarastrophysik hinaus. So spielen SN eine entscheidende Rolle bei der Entwicklung von Galaxien, da sie das interstellare Medium mit schweren Elementen anreichern, die nicht oder nur in geringen Mengen im Inneren der Sterne gebildet werden. Außerdem können ihre gigantischen Schockwellen Dichteschwankungen in Gaswolken auslösen und damit die Entstehung von Sternen einleiten. Auch Gaswolken, die sich mit hohen Geschwindigkeiten senkrecht zur galaktischen Ebene bewegen, werden mit SN in Verbindung gebracht, denen damit eine wichtige Rolle im Materiekreislauf von Galaxien zukommt.

Der empirische Befund aber, dass fast 90% der SN Ia sowohl in ihrer absoluten Helligkeit, als auch in Lichtkurve und Spektrum eine homogene Klasse darstellen, macht diese Objekte zu hervorragenden Standardkerzen für extragalaktische Distanzen, die nicht nur in jungen Populationen wie den Armen von Spiralgalaxien, sondern auch in alten Populationen wie elliptischen Galaxien oder den Zentralregionen (Bulges) später Galaxientypen (Spiralgalaxien) vorkommen. Bereits 1929 konnte Edwin Hubble, nachdem er die Existenz ferner Sternsysteme nachweisen konnte, einen Zusammenhang zwischen Distanz und Fluchtgeschwindigkeit aufstellen. Demnach bewegen sich Galaxien um so schneller von der Milchstrasse weg, je weiter sie von ihr entfernt sind. Dieser zunächst merkwürdige Befund führte schnell zur Vorstellung von der Expansion des Universums und war eine der Geburtsstunden der modernen Kosmologie. Die 1915 von Albert Einstein begründete und seitdem stetig weiterentwickelte allgemeine Relativitätstheorie lieferte die Grundlage für eine ganzheitliche Beschreibung des Universums, sowohl in räumlicher, als auch in zeitlicher Hinsicht.

Die beobachtete Homogenität und Isotropie des für uns erfassbaren Teils des Universums auf großen räumlichen Skalen erlaubt es, die äußerst komplexen Einsteinschen Feldgleichungen zu vereinfachen, so dass sie gelöst werden können (Friedmann 1922, 1924, Lemaitre 1927). Da die Masseverteilung im Universums durch ihre Krümmungswirkung direkten Einfluss auf die Geometrie der Raumzeit hat, ist sie letztlich verantwortlich für die kosmische Entwicklung. Bei einem symmetrischen Universum konstanter Dichte mit isotroper Geschwindigkeitsverteilung seiner Materie vereinfacht sich die zugrundliegende Metrik beträchtlich.

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\Phi^2) \right) \quad (4.2)$$

(Robertson-Walker-Metrik)

Hierbei bezeichnet ds das vierdimensionale raumzeitliche Wegelement mit einem zeitlichen Anteil cdt und einem räumlichen dreidimensionalen Anteil, der aufgrund der radialen Symmetrie durch r , θ und Φ parametrisiert werden kann. Der kosmische Skalenfaktor $R(t)$ repräsentiert die Expansion des Universums zum Zeitpunkt t . Alle räumlichen Abstände sind proportional zum Skalenfaktor. Durch die Expansion der Raumzeit selbst vergrößern sich also die Distanzen im Universum, ohne dass sich die Galaxien im physikalischen Sinne voneinander wegbewegen. Der Krümmungsparameter k kann aufgrund der Voraussetzung und nach geeigneter Normierung nur die Werte ± 1 und 0 annehmen, da Homogenität und Isotropie des Universums auch eine in jedem Punkt konstante Raumkrümmung bedeuten. Dies ist nur erfüllt, wenn die Raumkrümmung in jedem Punkt verschwindet oder einen konstanten positiven oder negativen Wert aufweist.

Aufgrund der Änderung des Skalenfaktors vergrößern sich die Abstände im Universum mit der

Zeit. Dies gilt auch für die von einem Objekt ausgesandten elektromagnetischen Wellen und führt zu einer kosmologischen Rotverschiebung, die der durch die Eigenbewegung des Objekts hervorgerufenen überlagert ist. Diese Rotverschiebung kann nun in Abhängigkeit von der Distanz D zu dem beobachteten Objekt im sogenannten Hubble-Diagramm dargestellt werden:

$$z_{kosm} \approx \frac{H_0}{c}D + \frac{(1+q_0)H_0^2}{2c^2}D^2 \quad (4.3)$$

(Kosmische Rotverschiebung)

Der erste Summand dieser Gleichung ist nun gerade der von Hubble beobachtete lineare Zusammenhang zwischen Fluchtgeschwindigkeit (und damit Rotverschiebung) der Galaxien und dem Abstand. Die Hubble-Konstante H_0 ist gegeben durch die folgende Gleichung, wobei t_0 die Gegenwart bezeichnet:

$$H_0 = \frac{c\dot{R}(t_0)}{R(t_0)} \quad (4.4)$$

(Hubble-Konstante)

Für große Distanzen gewinnt der zweite Summand in Gleichung 4.3 an Bedeutung. Hier spielt zusätzlich der dimensionslose Verzögerungsparameter q_0 eine Rolle (Abb. 4.6):

$$q_0 = -\frac{\ddot{R}(t_0)R(t_0)}{\dot{R}(t_0)^2} \quad (4.5)$$

Wie aus den Gleichungen 4.4 und 4.5 zu erkennen ist, spielen der Skalenfaktor $R(t)$ und seine Ableitungen nach der Zeit die entscheidende Rolle für die Geometrie und Expansion des Universums.

Der Skalenfaktor hängt unmittelbar mit der kosmischen Materie- und Energiedichte zusammen. Aus den Einsteinschen Feldgleichungen kann eine Bewegungsgleichung für $R(t)$ hergeleitet werden:

$$\dot{R}^2 - \frac{K_s}{R^2} - \frac{K_m}{R} - \frac{1}{3}\Lambda R^2 = -k \quad (4.6)$$

Die Terme mit $K_m \sim \rho_{materie}R^3$ und $K_s \sim \rho_{strahlung}R^4$ verdeutlichen den Einfluss von Materie- und Strahlungsdichte auf die Geometrie des Raumes. Λ ist die berühmte kosmologische Konstante, die Albert Einstein seinen Gleichung hinzufügte, um die Stationarität des Universums zu gewährleisten. Als Hubble wenige Jahre später das Gegenteil nachweisen konnte, wurde klar, dass die kosmische Expansion bereits in seiner grundlegenden Theorie enthalten war. Erst seit kurzem wird Λ wieder eine physikalische Bedeutung beigemessen. Im Gegensatz zum Einfluss der Materie, der aufgrund der anziehenden Wirkung der Gravitation zu einer Abbremsung der Expansion führt, hat eine positive kosmologische Konstante eine repulsive Wirkung, die die Expansion beschleunigt.

Wertet man die Friedmanngleichung für die heutige Zeit t_0 aus, so kann man zunächst den

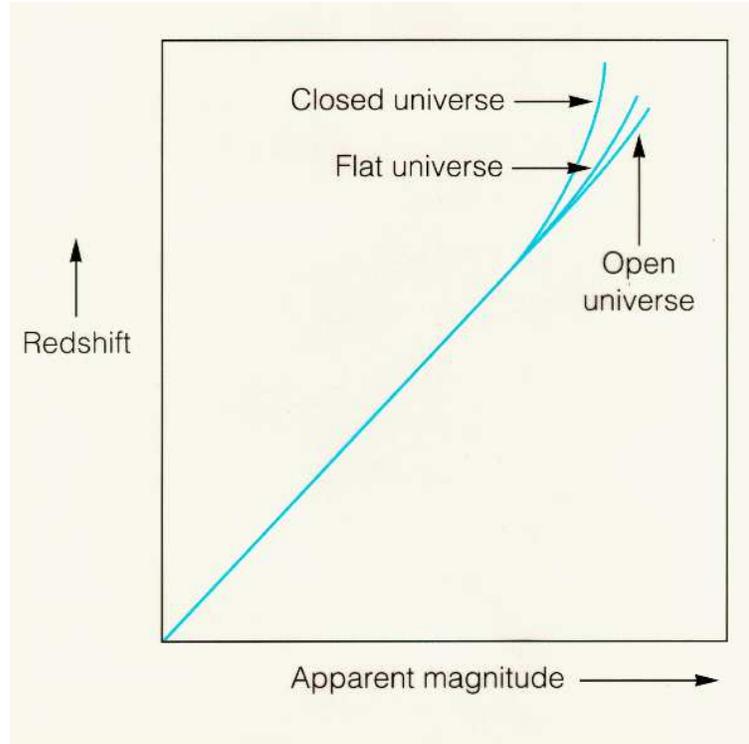


Abbildung 4.6: Theoretisches Hubble-Diagramm. Für geringe Distanzen ist der Zusammenhang von Rotverschiebung und Entfernung (hier scheinbare Helligkeit) linear. Bei großen Distanzen beginnt der Verzögerungsparameter eine Rolle zu spielen

Strahlungsterm weitgehend vernachlässigen, da das Universum nur in seiner Frühphase strahlungsdominiert war und die Energiedichte der Strahlung heute keine entscheidende Rolle mehr spielt ("Staubuniversum"). Mit den dimensionslosen Variablen $x(\tau) = \frac{R(t)}{R(t_0)}$ und $\tau = H_0 t$ erhält man dann nach einigen Umformungen aus 4.6:

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 - \frac{\Omega_m}{x} - \Omega_\Lambda x^2 = \Omega_k \quad (4.7)$$

Die ebenfalls dimensionslosen Größen

$$\Omega_m = \frac{\rho_{materie}(t_0)}{\rho_{kritisch}(t_0)}, \quad \Omega_\Lambda = \frac{1}{3} \frac{\Lambda c^2}{H_0^2}, \quad \Omega_k = -\frac{kc^2}{R(t_0)^2 H_0^2} \quad (4.8)$$

charakterisieren die Massendichte, die kosmologische Konstante und die Krümmung des heutigen Universums. Die kritische Massendichte $\rho_{kritisch} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$ ist gerade die Massendichte, bei der das Universum ohne kosmologische Konstante schließlich durch seine eigene Gravitation abgebremst wird und von einer Phase der Expansion in eine Phase der Kontraktion übergeht. Setzt man $t = t_0$, also $x = 1$ und $\frac{dx}{d\tau} = 1$, so gilt die einfache Beziehung:

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1 \quad (4.9)$$

Für den Verzögerungsparameter lässt sich aus 4.6 eine ähnlich einfache Beziehung herleiten:

$$q_0 = \frac{\Omega_m}{2} - \Omega_\Lambda \quad (4.10)$$

Der Zustand des Universums lässt sich somit durch fünf Größen festlegen, von denen wegen 4.9 und 4.10 nur drei unabhängig sind:

$$Zustand := (\Omega_m, \Omega_\Lambda, \Omega_k, H_0, q_0) \quad (4.11)$$

Das Alter des Universums ist eine weitere wichtige Größe, die zwar ihrerseits von H_0 , Ω_m und Ω_Λ abhängt, aber der Beobachtung leichter zugänglich ist. Wie aus dem theoretischen Hubble-Diagramm leicht zu erkennen ist, erfordert die Bestimmung von Hubble-Konstante und Verzögerungsparameter die simultane Messung der Rotverschiebung und der Entfernung von Galaxien. Da sich der Verzögerungsparameter aber erst bei sehr großen Distanzen bemerkbar macht, stellt dies hohe Anforderungen an das verwendete Messverfahren. Während die Rotverschiebung direkt aus dem Spektrum einer Galaxie ermittelt werden kann, war man für die Distanzbestimmung zunächst auf relativ ungenaue Verfahren angewiesen. Nimmt man an, dass die leuchtkräftigsten Sterne eines bestimmten Galaxientyps (Blaue Riesensterne in Spiralgalaxien, Rote Riesen in elliptischen Galaxien) annähernd dieselbe absolute Helligkeit besitzen, so kann durch Messung der scheinbaren Helligkeit einer Galaxie auf ihre Entfernung geschlossen werden.

Die Entdeckung der Standardkerzen SN Ia revolutionierte die extragalaktische Distanzbestimmung. Empirisch wurde folgender Zusammenhang bestimmt (Hamuy et al. 1996a, Tammann und Sandage 1995, Branch 1998, Livio 2000):

$$M_B \simeq M_V \simeq -19,30(\pm 0,03) + 5 \log(H_0/60 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}) \quad (4.12)$$

$$\sigma(M_B) \sim \sigma(M_V) \sim 0,2 - 0,3 \text{ mag} \quad (4.13)$$

Hierdurch war es zum ersten Mal möglich, sowohl Hubble-Konstante (hauptsächlich durch Cepheiden-Veränderliche), als auch Verzögerungsparameter zu ermitteln:

$$H_0 \approx (72 \pm 8) \frac{\text{km/s}}{\text{Mpc}}, \quad q_0 \approx -0,5.$$

Als dritte unabhängige Größe kann Ω_m gewählt und bestimmt werden. Beobachtet man die Bewegung der äußeren Galaxien eines Galaxienhaufens, so kann man daraus auf die Masse der Haufens schließen. Gewichtet man diesen Wert mit der Anzahl der Galaxienhaufen pro Volumeneinheit, führt dies zu einer Abschätzung für $\Omega_m \approx 0,3 \pm 0,1$.

Die Vermessung von Anisotropien in der kosmischen Hintergrundstrahlung durch den Satelliten COBE und die Ballon-Experimente BOOMERANG sowie MAXIMA-I ermöglichten eine Aussage über die Geometrie des Universums. Da die Hintergrundstrahlung gerade einmal 300000 Jahre nach dem Urknall in dem Moment emittiert wurde, als Strahlung und Materie entkoppelten,

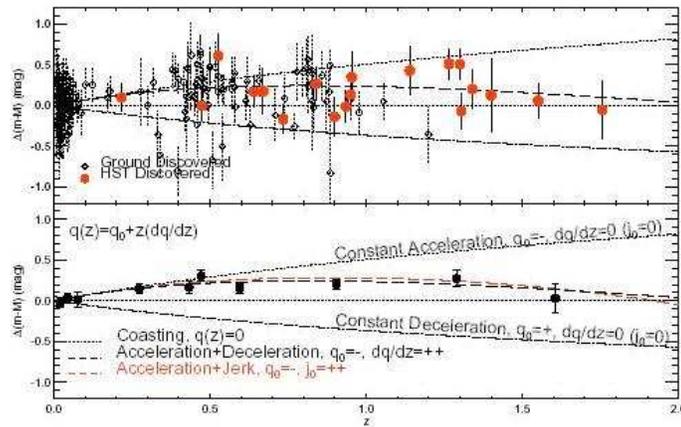


Abbildung 4.7: Hubble-Diagramm. Das Entfernungsmodul von SN Ia ist über der Rotverschiebung aufgetragen. Der obere Plot zeigt Einzelereignisse, die Punkte im unteren Plot sind Mittelwerte für einzelne Rotverschiebungen. Die Ergebnisse sind mit einer beschleunigten Expansion des Universums erklärbar (Riess et al. 2004).

hängt die Entwicklung ihrer Anisotropien im Wesentlichen nur von der räumlichen Krümmung des Universums ab. Hieraus konnte $\Omega_k \approx 0$ bestimmt werden, was eine flache Geometrie des Kosmos bedeutet. Beide Verfahren zur Fixierung des dritten Parameters liefern ein übereinstimmendes Bild. Daraus kann mit $\Omega_\Lambda \approx 0,7 \pm 0,1$ auch die letzte, nicht direkt messbare Größe berechnet werden. Dieses Resultat stellte eine der überraschendsten und schwerwiegendsten Entdeckungen in der Geschichte der Kosmologie dar. Der negative Wert des Verzögerungsparameters bedeutet nämlich, dass sich die Expansion des Universums beschleunigt. Da die Materiedichte im Kosmos aufgrund ihrer Gravitation abbremsend wirkt, muss es eine Energieform geben, die genau den gegenteiligen Effekt bewirkt. Diese sogenannte Dunkle Energie verbirgt sich hinter Ω_Λ und macht über 70% der Energiedichte im Kosmos aus. Da bereits vorher aus der Kinematik der Galaxien geschlossen werden musste, dass die sichtbare Materie nur für einen Bruchteil der beobachteten Gravitationswirkung verantwortlich ist und seitdem intensiv über verschiedene Formen der fehlenden Dunklen Materie diskutiert wird, trägt die sichtbare Materie nun nur noch zu 4% zur universellen Energiedichte bei. Aus dem rein mathematischen Korrekturfaktor kosmologische Konstante ist heute also eine physikalisch messbare Größe geworden. Die Eigenschaften der Dunklen Energie und ihre Herkunft bleiben nach wie vor im Dunkeln (Fließbach 2003).

Im Zuge der WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) Mission konnten die Anisotropien der Hintergrundstrahlung schließlich mit so großer Präzision vermessen werden, dass eine Bestimmung sämtlicher kosmologischer Parameter allein aus dem Frequenzspektrum und der Polarisation möglich wurde, ohne auf andere Ergebnisse zurückgreifen zu müssen. Die Übereinstimmung mit den unabhängig bestimmten Parametern lieferte eine eindrucksvolle Bestätigung für die beschleunigte Expansion des Universums und die Existenz der Dunklen Energie. Doch auch diese Ergebnisse kommen nicht ganz ohne zusätzliche Annahmen aus. Um eine Übereinstimmung mit den Beobachtungen der SN Ia und der Galaxienhaufen herzustellen, bedarf es der Annahme kalter Dunkler Materie, deren Identität noch nicht nachgewiesen werden konnte. So

bleiben die Standardkerzen SN Ia auch weiterhin wichtige Instrumente für die moderne Kosmologie.

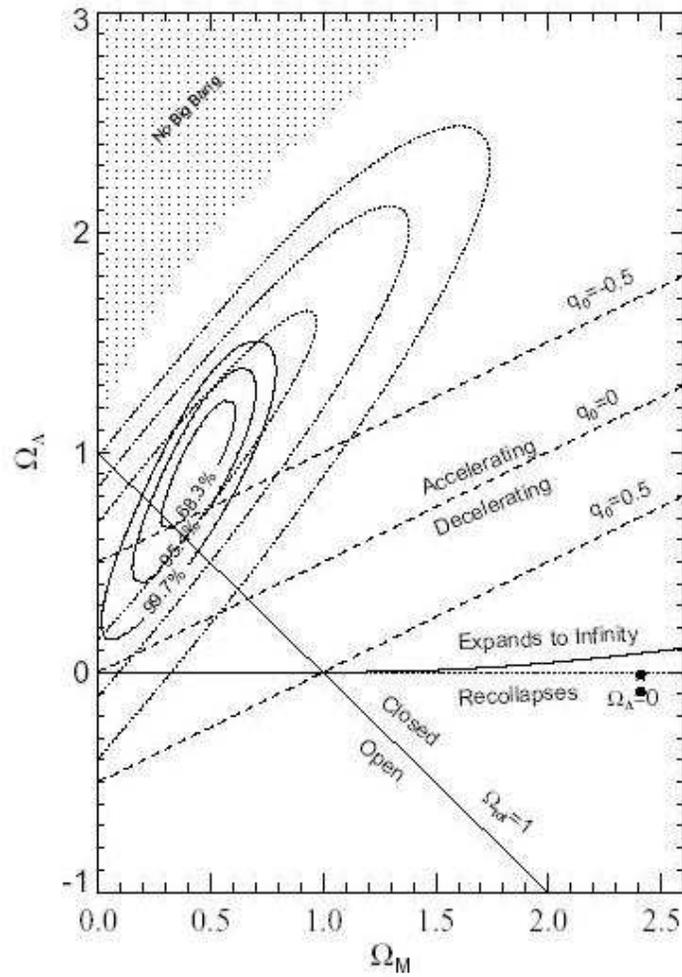


Abbildung 4.8: Ω_M - Ω_Λ -Diagramm. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Parameterbereich (durchgezogene Linien) eine beschleunigte Expansion des Universums bestätigt (Riess et al. 2004).

Die Bedeutung der SN Ia für unser heutiges Weltbild sollte hiermit klar geworden sein. Umso wichtiger ist es nun, die Beobachtungen zu verbessern und die Datenbasis zu verbreitern, denn ein Universum mit Dunkler Energie unterscheidet sich nur um $\Delta M_B \approx \Delta M_V \approx 0,25$ mag in der Maximalhelligkeit der SN Ia von einem Kosmos ohne diese rätselhafte Eigenschaft. Auch wenn der statistische Fehler durch die Größe des Samples bei weniger als 0,04 mag liegt (Filippenko und Riess 2000), so sind zahlreiche mögliche systematische Fehlerquellen bekannt, die noch keineswegs ausreichend untersucht wurden.

Obgleich 90% der SN Ia eine homogene Lichtkurve aufweisen, ist die Gleichförmigkeit doch nicht perfekt. Diese Tatsache kann schwerwiegende Folgen für das Verständnis der Mechanismen haben, denen diese Sternexplosionen unterliegen. So zeigte zum Beispiel SN 1991T in ihrer Anfangsphase keine Spuren von Si II in ihrem Spektrum, während sie in späteren Phasen nicht mehr von einer regulären SN Ia zu unterscheiden war (Filippenko et al. 1992b, Phillips et al. 1992). SN 1991bg war im blauen Spektralbereich sogar um 2,5 mag weniger hell als erwartet (Filippenko et al. 1992a, Leibundgut et al. 1993, Turatto et al. 1996). Bei nahen SN Ia wurde zudem eine leichte Korrelation zwischen absoluter Helligkeit und Typ der Galaxie gefunden, in der sie stattfanden (Hamuy et al. 1996a).

Die intergalaktische und interstellare Extinktion kommt ebenfalls als systematische Fehlerquelle in Frage, da sie ganz ähnlich wie eine beschleunigte Expansion des Universums dazu führt, dass die beobachteten SN Ia weniger leuchtkräftig erscheinen, als es ohne Dunkle Energie zu erwarten wäre. Dieser Effekt wird zwar als weniger bedeutend angesehen, da die notwendigen Korrekturen durchgeführt wurden (Filippenko und Riess 2000). Dennoch sind auch hier weitere Untersuchungen notwendig.

Auswahleffekte, die dazu führen könnten, dass das Verhältnis von relativ leuchtschwachen zu relativ leuchtstarken SN Ia in nahen und weit entfernten Samples unterschiedlich sind, müssen ebenfalls in Betracht gezogen werden. So könnten technische Limitierungen dazu führen, dass allzu leuchtschwache SN Ia in großen Entfernungen nicht zu detektieren sind und dadurch das

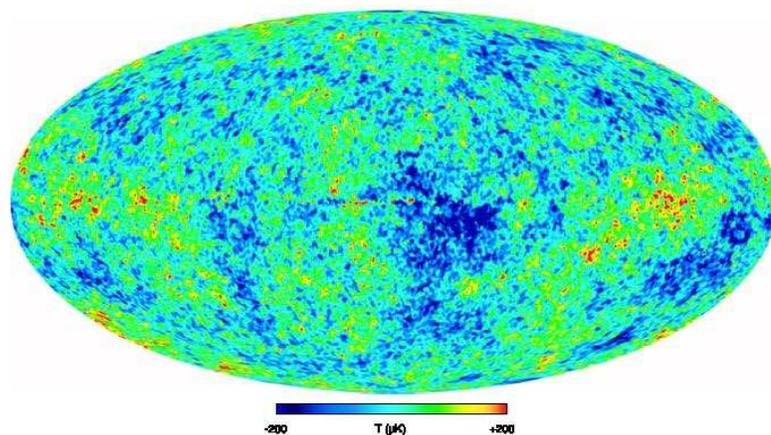


Abbildung 4.9: Karte mit den Anisotropien der kosmischen Hintergrundstrahlung, die mit der WMAP-Sonde aufgenommen wurde (Bennett et al. 2003).

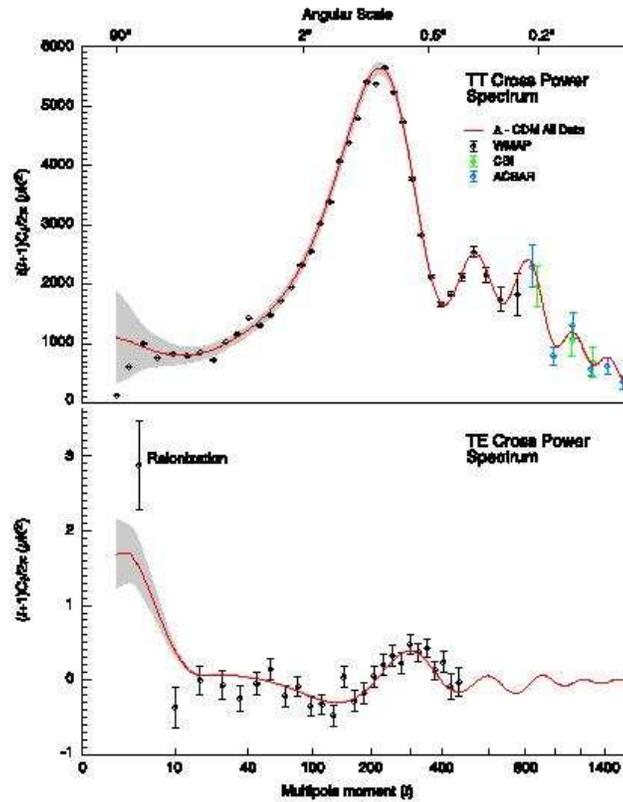


Abbildung 4.10: Powerspektrum und Polarisationsgrad der Anisotropien des kosmischen Hintergrunds. Aus Lage und Größe der Peaks lassen sich eine Vielzahl kosmologischer Parameter berechnen (Bennett et al. 2003).

Sample homogener erscheint als es ist. Bessere Instrumente und mehr Beobachtungsdaten können bei der Abschätzung solcher Effekte helfen (Filippenko und Riess 2000).

Quantitativ weniger relevant werden die Folgen von schwachen Gravitationslinseneffekten eingeschätzt, bei denen das Licht einer SN Ia durch massive Objekte auf seinem Weg leicht auf den Beobachter hin fokussiert werden kann. Hierdurch erscheint die SN heller. Hinweise auf großräumige Schwankungen der Energiedichte in bestimmten Bereichen des näheren Universums und damit verbundene lokale Variationen der kosmischen Parameter sind ebenfalls zu vernachlässigen. Gleiches gilt für eine Kontamination der beobachteten SN Ia Samples durch andere SN, die falsch klassifiziert wurden (Filippenko und Riess 2000).

Angesichts der Bedeutung, die den SN Ia für die moderne Kosmologie zukommt, ist es nur schwer nachzuvollziehen, wie wenig Gesichertes über ihren Explosionsmechanismus und ihre Vorläufer ausgesagt werden kann. Die Kalibrierung der SN Ia wurde anhand von Cepheiden-Veränderlichen in nahen Galaxien vorgenommen, die es möglich machten, deren Entfernung zu bestimmen. Die Vorläuferpopulation dieser nahen SN Ia ist, wie auch immer sie beschaffen sein mag, die der Gegenwart. Die beobachtende Kosmologie bedient sich allerdings weit entfernter SN Ia in Galaxien mit einer Rotverschiebung $z \approx 1$, also Ereignissen, die vor 10 Milliarden Jahren stattge-

funden haben. Die Vorläuferpopulation dieser SN Ia war also in jedem Fall eine andere, jüngere. Welchen Einfluss dies auf die Kalibrierung hat, kann nur abgeschätzt werden, wenn es gelingt, die Vorläufersysteme ausfindig zu machen. Diese Unwissenheit stellt die potentiell größte, weil nicht abzuschätzende, systematische Fehlerquelle dar. Die Suche nach den Vorläufern der SN Ia und die Aufklärung ihrer Dynamik wird damit zu einer Aufgabe, die nicht nur das Verständnis der Sternentwicklung und der galaktischen Evolution, sondern auch unser Bild vom Universum als Ganzem voranbringen könnte. Der ESO Supernova Ia Progenitor Survey (SPY) stellt die bislang umfangreichste Suche nach möglichen SN Ia Vorläufersystemen dar. Über 1000 Weiße Zwerge wurden spektroskopisch untersucht, um aussichtsreiche Kandidaten für das Double Degenerate Szenario zu finden (Napiwotzki et al. 2003a). Der hier untersuchte Doppelstern KPD 1930+2752 ist ein solcher Kandidat, dem aufgrund seiner Eigenschaften eine ganz besondere Bedeutung zukommt.

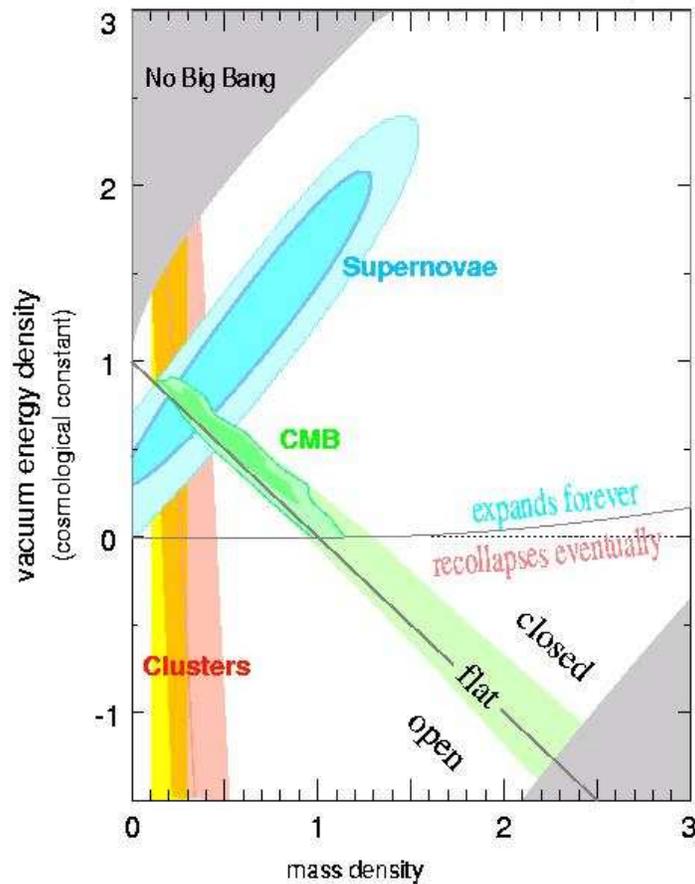


Abbildung 4.11: Ω_M - Ω_Λ -Diagramm. Beobachtungen von SN Ia, Galaxienhaufen (Cluster) und der Hintergrundstrahlung (Cosmic Microwave Background CMB) liefern ein übereinstimmendes Ergebnis (Bahcall, Fan 1998; Perlmutter et al. 1999; Jaffe et al. 2001).

Kapitel 5

Eigenschaften von KPD 1930+2752

5.1 Entdeckung und Klassifizierung

In den Jahren 1981 bis 1983 führte Ronald A. Downes am Kitt Peak National Observatory einen Survey im blauen und ultravioletten Spektralbereich durch, um heiße Objekte wie Weiße Zwerge und Subdwarfs in der galaktischen Ebene zu identifizieren. Primäres Ziel des Surveys war die Bestimmung von Raumdicke und Skalenhöhe dieser Objekte in der Galaxis. Über 70 Weiße Zwerge und Subdwarfs wurden identifiziert und klassifiziert.

Photometrie KPD 1930+2572	
α (1950)	19 ^h 30 ^m 13 ^s
δ (1950)	+27°52′,0
Downes 1986	
V	13,82
$B-V$	-0,07
$U-B$	-0,95
$M_V(-0,35/-0,30)$	+4,4/+4,1
Wesemael et al. 1992	
y	13,83
$b-y$	-0,026
$u-b$	-0,023
m_1	0,052
Allard et al. 1994	
V	13,84
$B-V$	-0,085
$V-R$	-0,042
$R-I$	-0,073

KPD 1930+2752 wurde aufgrund einer photometrischen Untersuchung als Subdwarf des Spektraltyps sdB klassifiziert (Downes 1986). Nachfolgende Messungen im blauen, visuellen, roten und infraroten Spektralbereich (Wesemael et al. 1992; Allard et al. 1994) bestätigten diese Einordnung. KPD 1930+2752 erweist sich demnach als relativ heller Stern mit geröteter Farbe und somit typischer isolierter sdB in der galaktischen Ebene. Ein Begleiter konnte zu diesem Zeitpunkt noch nicht nachgewiesen werden.

5.2 Multiperiodische Helligkeitsvariationen

Ein Survey mit dem Ziel, neue pulsierende sdBs zu finden, wurde von Billères et al. im Jahre 1997 unternommen. Anhand spektroskopischer Untersuchungen von sdB-Sternen, die von anderen Arbeitsgruppen durchgeführt wurden (Allard 1986; Moehler, Heber und De Boer 1990; Saffer et al. 1994; Saffer und Liebert 1995) und die eine Bestimmung der fundamentalen Parameter T_{eff} , $\log g$ und $\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})}$ aus Modellatmosphärenfits beinhalteten, wählte man aussichtsreiche Kandidaten für erneute spektroskopische und photometrische Messungen, die innerhalb des theoretischen Parameterbereichs lagen (Charpinet et al. 1996). KPD 1930+2752 wurde der Liste von Saffer und Liebert 1995 entnommen und mit dem 2,3 m Teleskop am Stewart Observatory auf dem Kitt Peak erneut spektroskopiert (Wellenlängenbereich $\lambda = 3650 - 5200 \text{ \AA}$, Auflösung 6 \AA , Integrationszeit 900 s). Die atmosphärischen Parameter wurden mit Hilfe von Modellatmosphärenmodellen im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (Local Thermodynamical Equilibrium LTE) unter Berücksichtigung von H-Lineblanketing nach Saffer et al. (1994) und Bergeron (1995) bestimmt:

LTE - Modellgitter (Saffer et al. 1994)
$T_{\text{eff}} = 33280 \pm 280 \text{ K}$ $\log g = 5,61 \pm 0,06$ $\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = 0,021 \pm 0,002$
LTE - Modellgitter (Bergeron 1995)
$T_{\text{eff}} = 33800 \pm 200 \text{ K}$ $\log g = 5,51 \pm 0,06$ $\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = 0,022 \pm 0,002$

Die ermittelten Parameter stimmten gut mit den theoretischen Werten für den Instabilitätsbereich überein. Eine weitere Untersuchung mittels zeitaufgelöster Photometrie wurde daraufhin 1998 am 1,6 m Teleskop des Bigelow Stewart Observatoriums mit dem mobilen LAPOUNE Photometer von einer kanadischen Forschergruppe um G. Fontaine durchgeführt (Billères et al. 2000). Tatsächlich konnten 44 harmonische Oszillationen mit den erwarteten Perioden von 144 – 332 s und sehr kleinen Amplituden von 0,064% – 0,451% gemessen werden.

Überraschenderweise wurden diese Schwingungen von einer langperiodischen Sinusvariation mit einer Periode von 4108,9 s und einer Amplitude von 1,39% überlagert, die zunächst nicht erklärt werden konnte. Auch die kurzperiodischen Moden konnten noch nicht mit theoretischen Modenspektren in Übereinstimmung gebracht werden. Die Lösung für beide Probleme bot die Annahme einer Rotation des Sternes mit einer Periode von 8217,8 s, was genau dem Doppelten der Sinusvariation entsprach. Zum einen führte diese Rotation nämlich zu einer Aufspaltung des theoretischen Modenspektrums, das nun hervorragend mit der Beobachtung übereinstimmte. Zum anderen konnte die Sinusvariation mit einer elliptischen Verformung des Sterns erklärt werden, die durch die Gravitationskraft eines nahen Begleiters verursacht wird. Starke Gezeitenkräfte sollten nämlich auf relativ kurzen Zeitskalen zu einer gebundenen Rotation des Doppelsternsystems führen, d. h. Umlaufperiode und Rotationsperiode wären identisch. Dementsprechend würde der ellipsoide sdB während eines Umlaufes dem Beobachter genau zweimal eine größere Fläche zuwenden als ein sphärischer Stern und dadurch periodisch eine entsprechend höhere

scheinbare Helligkeit aufweisen. Die gemessene Lichtkurve stimmte mit dieser Annahme überein. Nur die Suche nach einem Begleiter von KPD 1930+2752 mit Hilfe hochauflöster Spektren konnte diese These erhärten und versprach zudem, die Forschung auf dem Gebiet der sdB-Evolution entscheidend weiterzubringen. Ein Doppelsternsystem mit einem pulsierenden sdB bot nämlich die verlockende Möglichkeit, die fundamentalen Parameter des Sterns sowohl aus der Massenfunktion, als auch mit Hilfe der Astroseismologie zu bestimmen. Darüber hinaus war KPD 1930+2752 der einzige bekannte pulsierende sdB, der durch Gezeitenkräfte verformt wurde (Billères et al. 2000).

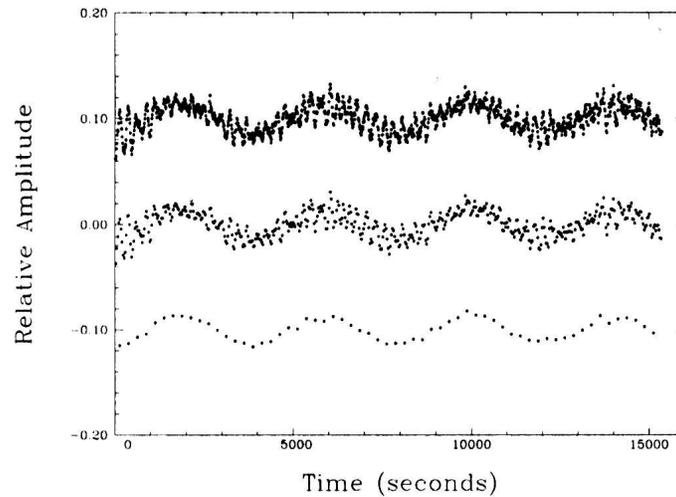


Abbildung 5.1: Lichtkurve von KPD 1930+2752. Aufgetragen ist die relative Abweichung von der mittleren Helligkeit über der Beobachtungszeit. Die obere Kurve ist die gemessene Lichtkurve mit einer Belichtungszeit von 10 s pro Punkt. Deutlich ist die aufmodulierte langperiodische Schwingung zu erkennen. Die beiden unteren Kurven sind mit 30 s bzw. 250 s pro Punkt gebinnt, um die kurzperiodischen Moden herauszufiltern (Billères et al. 2000).

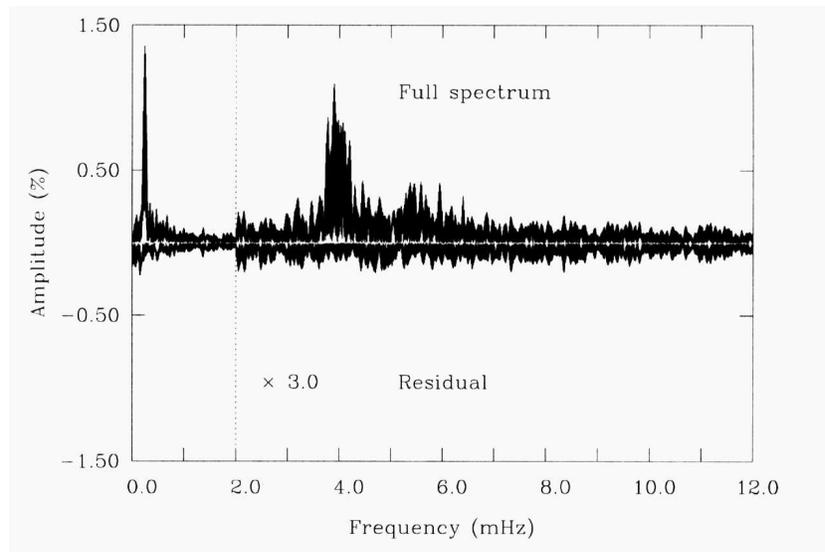


Abbildung 5.2: Fourier-Amplitudenspektrum der Lichtkurve von KPD 1930+2752. Aufgetragen ist die relative Abweichung von der mittleren Helligkeit über der Modenfrequenz. Die vertikale Achse wurde für Frequenzen höher als 2 mHz mit 3 multipliziert, um die geringen Amplituden der hochfrequenten Moden besser zeigen zu können. Nach unten ist das Fourier-Amplitudenspektrum nach Subtraktion der 45 identifizierten Moden aufgetragen. Auch hier ist der dominante Peak bei 0,243 mHz \sim 4108 s deutlich zu erkennen (Billères et al. 2000).

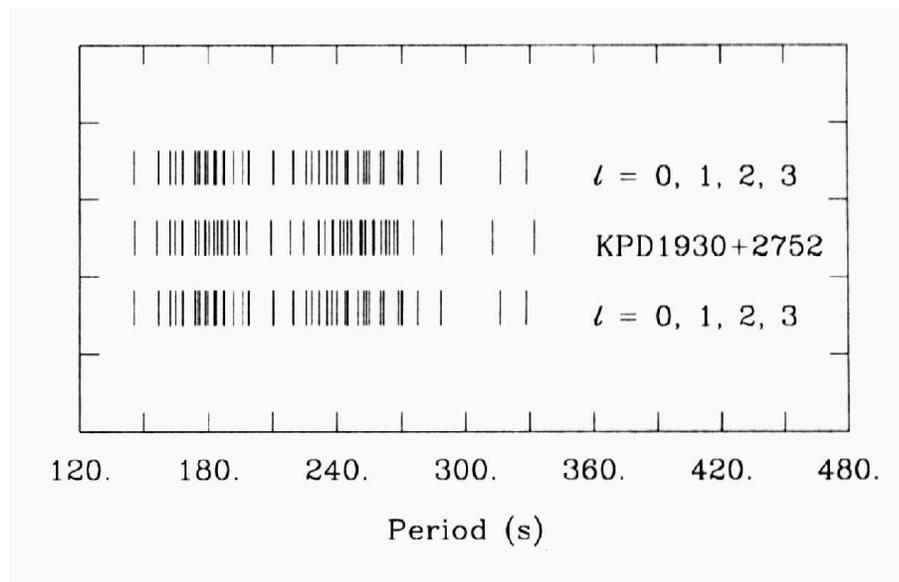


Abbildung 5.3: Vergleich eines theoretischen Modenspektrums, das durch Rotation mit einer Periode von 8218 s aufgespalten wird, mit der Beobachtung. Die Übereinstimmung ist bemerkenswert (Billères et al. 2000).

5.3 Nachweis der Radialgeschwindigkeitsvariabilität

Der Nachweis eines lichtschwachen nahen Begleiters erfordert mehrere hochaufgelöste Spektren eines Doppelsternsystems zu verschiedenen Zeiten. Anhand der Dopplerverschiebung der Spektrallinien kann die Radialgeschwindigkeit des sichtbaren Sterns bestimmt werden. Eine ausreichende Auflösung ist deshalb essentiell, weil bereits ein Fehler von 1 \AA in der Dopplerverschiebung zu einer Unsicherheit von $\sim 70 - 80 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ in der Geschwindigkeitsbestimmung führt. Durch die Auswertung aller Spektren kann die Variabilität der Radialgeschwindigkeit nachgewiesen werden. Die exakte Bestimmung der Ephemeriden erfordert eine möglichst große Zahl von Spektren in allen Phasenlagen. Erschwerend kommt bei engen Doppelsternen die kurze Umlaufperiode hinzu, die keine langen Belichtungszeiten erlaubt, da sonst die Linien aufgrund der Geschwindigkeitsänderung während der Belichtung im Spektrum verschmieren. Diese Einschränkung begrenzt leider die Qualität der Spektren (Signal-to-Noise) ganz massiv.

Da der Inklinationwinkel i des Doppelsternsystems im Allgemeinen unbekannt ist, sind alle Parameter nur bis auf den Faktor

$\sin i$ bestimmbar. Dies ermöglicht es zumindest, gewisse untere Grenzen zu setzen. Aus Periode und Radialgeschwindigkeitsamplitude spektroskopischer Doppelsterne lässt sich die Massenfunktion bestimmen, die aus dem Schwerpunktsatz und dem 3. Keplerschen Gesetz hergeleitet werden kann (Kap. 2):

$$\frac{M_2^3 (\sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{K_1^3 P}{2\pi G} \quad (5.1)$$

M_1 ist hier die Masse des sichtbaren Sterns, M_2 die des Begleiters. K_1 bezeichnet die Radialgeschwindigkeitsamplitude, P die Periode des spektroskopierten Sterns. Setzt man $M_1 = 0$ und den Inklinationwinkel auf den Maximalwert $\sin i = 1$, so folgt daraus eine Untergrenze für M_2 .

Im April 2000 nahmen Maxted et al. 25 Spektren von KPD 1930+2752 mit dem Isaac Newton Teleskop am Observatorio Roque de los Muchachos auf La Palma und der 500 mm Kamera des Intermediate Dispersion Spectrograph auf. Der Wellenlängenbereich umfasste 400 \AA in der Umgebung der H_α -Linie bei einer Auflösung von $0,9 \text{ \AA}$ und einer Belichtungszeit von jeweils 300 s . Die Periode $P = 8217,8 \text{ s} = 0,095111 \text{ d}$ wurde von Billères et al. 2000 übernommen, da die photometrische Untersuchung eine größere Präzision erlaubte als die spektroskopische. Die Radialgeschwindigkeit wurde durch Kreuzkorrelation mit einem Modellspektrum an der H_α - und der He I 6678 \AA -Linie bestimmt. Aus den Einzelmessung wurde schließlich die Radialgeschwindigkeitskurve ermittelt (5.4):

$$v_{rad} = \gamma + \frac{K \sin(T - T_0)}{P} \quad (5.2)$$

v_{rad} ist die radiale Bahngeschwindigkeit des sichtbaren Sterns, γ die Radialkomponente der Geschwindigkeit des gesamten Doppelsternsystems relativ zur Erde (Systemgeschwindigkeit).

Parameter RV-Kurve (Maxted et al. 2000)
$\gamma(H_\alpha)(\text{kms}^{-1}) = -13,9 \pm 2,2$
$\gamma(\text{He I } 6678 \text{ \AA})(\text{kms}^{-1}) = -12,2 \pm 3,7$
$K(\text{kms}^{-1}) = 349,3 \pm 2,7$
$T_0(\text{HJD}) = 2451651,6466 \pm 0,0001$

Die gemessenen Bahnparameter P und K eingesetzt in (5.1) ergeben sofort eine Untergrenze für die Masse des Begleiters von $M_2 \geq 0,42 \pm 0,01 M_\odot$. Nimmt man die kanonische sdB Masse von $M_1 = 0,5 M_\odot$ an, führt dies zu einer Untergrenze von $M_2 = 0,97 \pm 0,01 M_\odot$. Da sich die Lichtkurve von Billères et al. sehr gut mit einer theoretisch berechneten Lichtkurve für die ellipsoidale Verformung des sdBs deckt, die als Parameter nur $\log g$, T_{eff} , $M_1 = 0,5 M_\odot$ und die Bahngeschwindigkeit enthält, kann daraus auf einen Inklinationwinkel von $i \approx 90^\circ$ geschlossen werden. Dies wiederum erlaubt eine Abschätzung des sdB-Radius $R = 0,18 \pm 0,01 R_\odot$ und der Separation des Doppelsternsystems $A = 0,98 R_\odot$.

Da eine so enge Bahn keinen Platz für einen Hauptreihenstern bietet, kommt als Begleiter nur ein Weißer Zwerg oder ein noch kompakteres Objekt in Frage. Der Schluss liegt aber auch ohne diese Abschätzung nahe, zeigt doch der Begleiter keinerlei Linien im Spektrum und zeichnet sich aufgrund der ellipsoidalen Verformung des sdBs durch eine starke Gravitationswirkung aus. Beides deutet auf ein leuchtschwaches Objekt mit großer Masse hin. Eigenschaften, die, sieht man von exotischen Objekten wie Neutronensternen und Schwarzen Löchern ab, welche sich wohl auf andere Art und Weise bemerkbar machen würden, nur Weiße Zwerge aufweisen. Außerdem wurde mit KPD 0422+5421 (Orosz und Wade 1999) bereits ein sehr ähnliches enges und sogar bedeckendes Doppelsternsystem beobachtet, das aus einem sdB und einem Weißen Zwerg besteht. Auch in diesem Fall kommt es aufgrund von Gezeitenkräften zu einer Deformierung des Subdwarfs. Allerdings pulsiert dieser sdB nicht.

Die Möglichkeit einer Bedeckungsveränderlichkeit von KPD 1930+2752 wurde von Maxted et al. erörtert, konnte aber nicht nachgewiesen werden. Da die erwartete Verdunkelung beim Durchgang des Weißen Zwerges auf ungefähr 0,3% abgeschätzt werden kann und damit in der Größenordnung der nichtradialen Pulsationen des sdBs liegt, ist ein solcher Nachweis sehr anspruchsvoll. Addiert man die von Maxted et al. abgeschätzten Massen, so ergibt sich als Gesamtmasse des Systems $M_1 + M_2 \geq 1,47 M_\odot$. Entwickelt sich der sdB schließlich seinerseits zu einem Weißen Zwerg, so strahlen die beiden kompakten und massereichen Objekte gemäß der allgemeinen Relativitätstheorie Energie in Form von Gravitationswellen ab. Dieser Energie- und Drehimpulsverlust kann zu einer Annäherung der Weißen Zwerge und schließlich zur Verschmelzung des Systems führen. Da die geschätzte Gesamtmasse das Chandrasekharlimit überschreitet und das System aufgrund der kurzen Periode innerhalb einer Hubblezeit verschmelzen sollte, wurde KPD 1930+2752 so zu einem Kandidaten für einen SN Ia Vorläufer nach dem Double Degenerate Szenario (siehe Kap. 4.2).

In zwei Nächten im Juni 2000 nahmen Woolf et al. mit dem 4,2 m William Herschel Teleskop und dem ISIS Detektor ca. 2700 Spektren mit einer hohen Zeitauflösung von 12,1 s auf. Ziel dieser Untersuchung war der Nachweis von Radialgeschwindigkeitsvariationen aufgrund der periodischen Pulsationen des sdB-Sterns. Wegen des hohen Rauschens konnte die nötige Präzision allerdings nicht erreicht werden. Die Auswertung der Spektren (4020 Å–4430 Å, Auflösung 0,85 Å) ermöglichte dennoch eine verbesserte Bestimmung der Periode $P = 0,09509308 \pm 0,00000015$ d des Systems (Woolf et al. 2002).

KPD 1930+2752 war im Jahre 2003 auch primäres Ziel der 23. Whole Earth Telescope Kampagne (Xcov23). Zweck dieses umfangreichen astroseismologischen Projektes war eine möglichst durchgehende photometrische Beobachtung des Objekts mit insgesamt 18 Teleskopen auf 5 Kontinenten, um eine bessere Lichtkurve mit geringen Tag/Nacht Lücken und damit ein besseres Powerspektrum zur Periodenbestimmung aufzunehmen. Die Analyse der Daten ist nach wie vor in Arbeit. Bislang konnten aus der Lichtkurve und dem Powerspektrum keine neuen Erkenntnisse gewonnen werden (Reed et al. 2005).

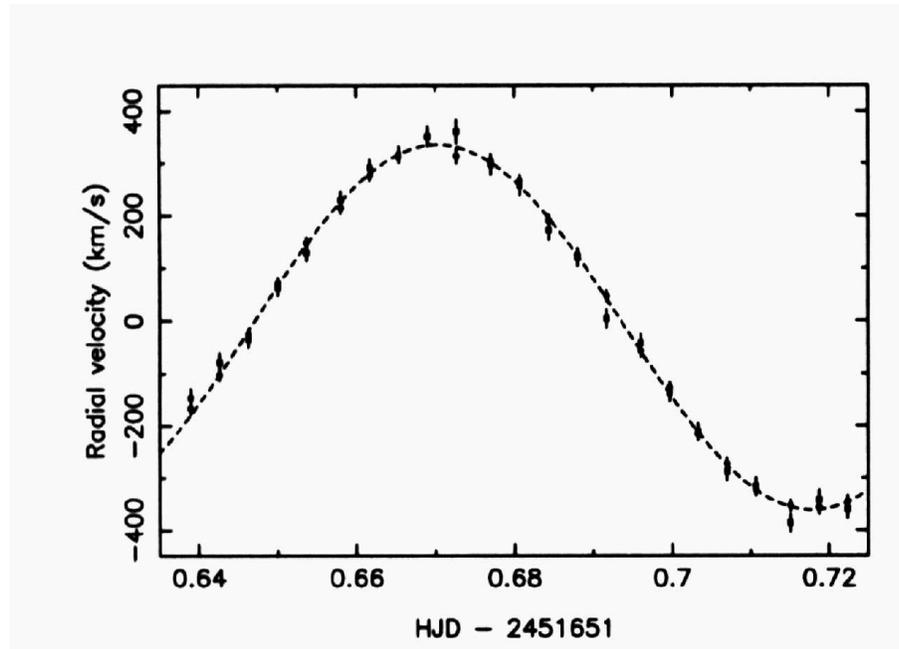


Abbildung 5.4: Gemessene Radialgeschwindigkeiten von KPD 1930+2752 (Maxted et al. 2000).

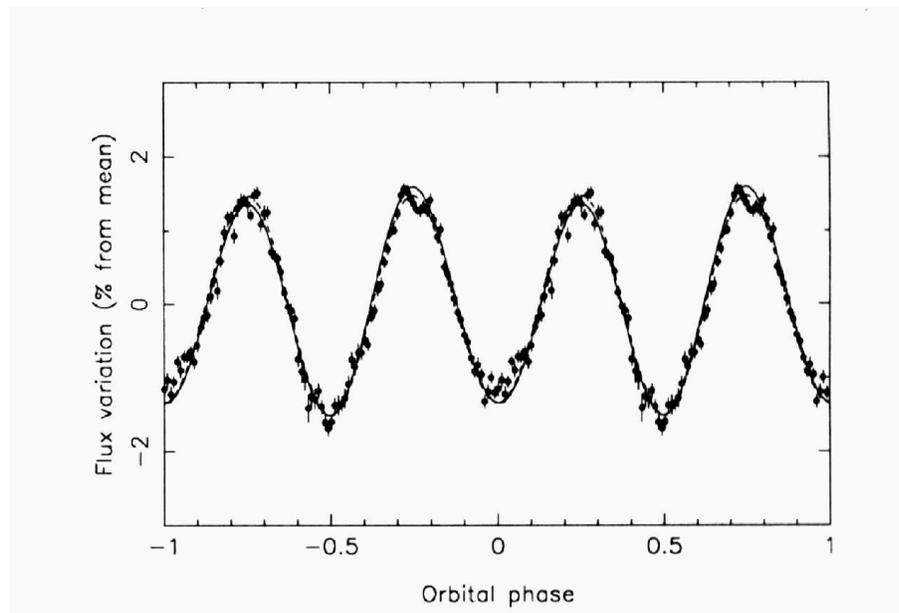


Abbildung 5.5: Lichtkurve von Billères et al. 2000 nach Subtraktion der Pulsationsmoden. Eine Modelllichtkurve, die die elliptische Verformung berücksichtigt und einen Inklinationswinkel $i = 90$ annimmt, stimmt sehr gut mit der Beobachtung überein. Dies liefert einen Hinweis auf eine mögliche Bedeckungsveränderlichkeit von KPD 1930+2752 (Maxted et al. 2000).

Kapitel 6

Analysenstrategie: Gravitativ gebundene Rotation

Wie bereits weiter oben dargelegt, liefert die Massenfunktion bei einlinigen spektroskopischen Doppelsternen jeweils nur eine Untergrenze für die Masse des Begleiters, da die Inklination des Systems relativ zum Beobachter im Allgemeinen nicht gemessen werden kann (Kap. 2). Ein weiteres Problem stellt die Abschätzung der sdB-Masse dar. Während in älteren Publikationen von einer kanonischen Masse für einen im Kern Helium verbrennenden Stern ausgegangen wurde, die bei $M_{sdB} \approx 0,5 M_{\odot}$ liegt, zeigen die neueren Untersuchungen von Han et al., dass diese Objekte durchaus einen gewissen Massenbereich abdecken können $M_{sdB} \approx 0,3 - 0,65 M_{\odot}$. Im Falle von KPD 1930 ist dies von besonderer Bedeutung, da eine niedrige Masse des sdBs zu einer niedrigen Begleitermasse führt und die Gesamtmasse dann weit unterhalb des Chandrasekharlimits liegen kann. Damit käme der Doppelstern nicht mehr als SN Ia Vorläuferkandidat in Frage. Umgekehrt könnte die Begleitermasse das Chandrasekharlimit überschreiten. Dann wäre der Begleiter ein Neutronenstern oder sogar ein Schwarzes Loch. Auch in diesem Fall wäre KPD 1930+2752 kein Vorläuferkandidat mehr.

Um die Anzahl der Unbekannten in der Massenfunktion zu reduzieren, ist eine plausible Zusatzannahme notwendig. Die ellipsoidale Verformung des sdBs ist ein Beweis für die starke Gravitationswirkung des Begleiters. Die kurze Umlaufperiode des Systems und die geringe Separation deuten ebenfalls in diese Richtung. Aus der Lichtkurve konnte die Rotationsperiode des Ellipsoids bestimmt werden (Billères et al. 2000). Diese ist genau halb so groß wie die Periode der Radialgeschwindigkeitskurve. Damit ist bewiesen, dass die Rotation des System gravitativ gebunden abläuft.

Zwei Punktmassen, die sich aufgrund ihrer Gravitationswirkung auf Ellipsenbahnen um ihren gemeinsamen Schwerpunkt bewegen, haben aufgrund der Energieerhaltung keine Möglichkeit, ohne Einwirkung von außen ihre Bahnen zu verlassen. Bei ausgedehnten Körpern wie etwa Sternen wirken jedoch Gezeitenkräfte, die zu einer plastischen Verformung führen. Durch Reibungsverluste verringert sich so die Bahnenergie der beiden Körper und die Periode des Systems verkürzt sich. Gleichzeitig sorgen die Verluste auch für eine Abnahme der Exzentrizitäten der Ellipsenbahnen. Die Gravitation des Primärsterns beeinflusst auch die Rotation des Begleiters. Aufgrund der Reibung gleichen sich Umlauf- und Rotationsperiode immer mehr an. Ist die Gravitationswirkung zwischen beiden Komponenten hoch genug, so bewegen sich einer oder beide nach einer gewissen Zeit auf Kreisbahnen um den Schwerpunkt des Systems und rotieren gebunden. Bekanntestes Beispiel für diesen Effekt ist das System Erde-Mond. Die Tatsache, dass

der Mond der Erde stets dieselbe Seite zuwendet, rührt von eben dieser gebundenen Rotation des Trabanten her. KPD 1930 ist eines der eher seltenen Doppelsternsysteme, bei denen eine gebundene Rotation direkt beobachtet werden kann.

Mit dieser zusätzlichen Information lässt sich das Problem derart vereinfachen, dass als freier Parameter nur noch die Masse des sdBs übrigbleibt. Teilt man nämlich die beobachtete Rotationsgeschwindigkeit des Sterns $v_{rot} = u_{rot} \sin i$ durch die absolute Rotationsgeschwindigkeit u_{rot} , die man bei gebundener Rotation als Quotient des Sternumfangs $2\pi R$ und der Umlaufperiode P erhält, kann man diese Gleichung nach $\sin i$ auflösen (Dissertation Karl 2004):

$$\sin i = \frac{v_{rot} P}{2\pi R} \quad (6.1)$$

Der Sternradius R ergibt sich aus der Masse-Radius-Beziehung

$$R = \sqrt{\frac{M_1 G}{g}} \quad (6.2)$$

Die Sternmasse M_1 ist ein freier Parameter und die Schwerebeschleunigung g kann aus der charakteristischen Verbreiterung der Spektrallinien bestimmt werden. Das bekannte $\sin i$ kann nun in die Massenfunktion (Gleichung 5.1) eingesetzt werden. Radialgeschwindigkeitsamplitude K_1 sowie Periode P ergeben sich aus einem Fit an die RV-Kurve. Die Masse des sdBs ist der einzige freie Parameter. Löst man die Gleichung numerisch, so erhält man die Masse des Begleiters und damit die Gesamtmasse des Systems. Masse und Radius sind direkt miteinander verknüpft (Gleichung 6.2). Damit folgt aus Gleichung (6.1) eine Untergrenze für den Radius und die Masse des sdBs, da Werte für $\sin i > 1$ physikalisch nicht sinnvoll sind (Abb. 6.1).

Ziel dieser Arbeit ist es nun, die spektroskopisch zugänglichen Parameter des sdBs mit möglichst hoher Präzision zu bestimmen, realistische Fehler abzuschätzen und damit die Masse des Systems einzugrenzen.

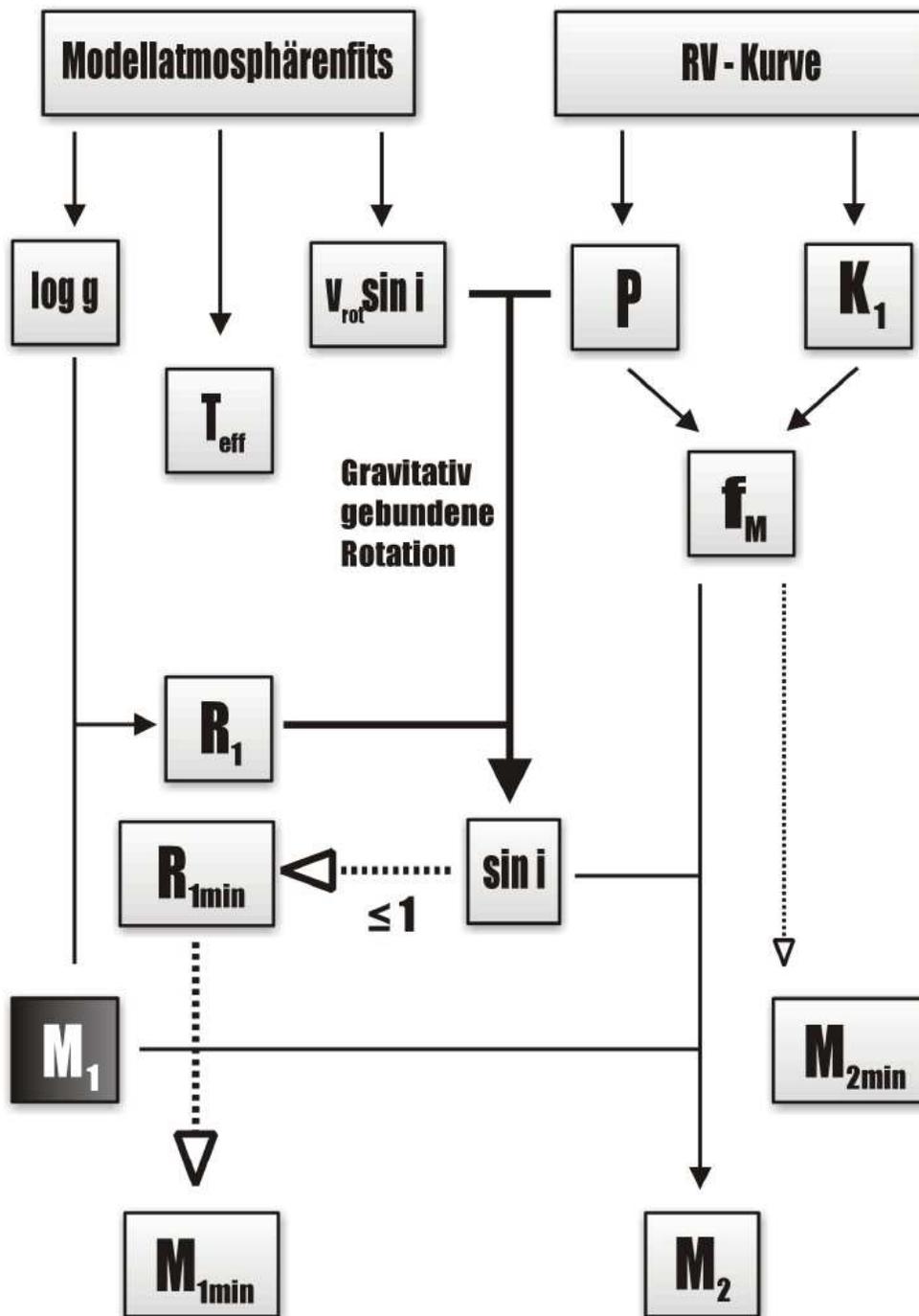


Abbildung 6.1: Analysenstrategie im Falle von gravitativ gebundener Rotation.

Kapitel 7

Parameter aus Modellatmosphärenfits

7.1 Beobachtung und Datenreduktion

Die Beobachtungen wurden vom 6. - 13. Juli 2004 mit dem 2,2m Teleskop des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums (DSAZ) auf dem Calar Alto im Servicemode durchgeführt. Mit dem Calar Alto Faint Object Spectrograph (CAFOS) und einem 2048×2048 Pixel CCD-Chip wurden 150 Spektren aufgenommen. Die Belichtungszeit betrug 180 s, die Auflösung 5 \AA . Es wurde der gesamte Wellenlängenbereich von $3600 \text{ \AA} - 6200 \text{ \AA}$ abgedeckt.

Die Datenreduktion wurde mit dem ESO-MIDAS Programmpaket durchgeführt. Bei einer Belichtungszeit von 0 s wurde mehrmals das Rauschen des CCD-Chips aufgenommen. Über diese sogenannten Bias-Aufnahmen wurde gemittelt und das Grundrauschen von allen Spektren abgezogen. Kosmische Strahlungsereignisse (Cosmics), die scharfe Linien im Spektrum zur Folge haben, wurden durch Bildung des Medians aus dem Hintergrund gefiltert. Die Cosmics, die auf den Spektren selbst lagen, wurden manuell aus den Rohdaten entfernt. Mittels einer Flatfield-Lampe, die den Spalt gleichmäßig ausleuchtet, wurden mehrere Aufnahmen gemacht, um die unterschiedliche Empfindlichkeit der einzelnen Pixel des CCD-Chips zu ermitteln. Über die Aufnahmen wurde gemittelt und zusätzlich dazu noch ein weiteres mittleres, diesmal jedoch stark geglättetes Flatfield erzeugt. Das glatte Flatfield wurde nun durch das einfach gemittelte Flatfield geteilt, um so die relative Empfindlichkeit der einzelnen Pixel zu erhalten. Alle Spektren wurden durch dieses relative Flatfield dividiert und damit normiert. Auf eine Flusskalibration relativ zu einem Referenzstern bekannter Helligkeit wurde verzichtet, da für das spätere Fitten mit Modellatmosphären keine absoluten Flussdaten, aber ein gleichmäßiger Verlauf des Kontinuums notwendig waren. Zur Wellenlängenkalibration wurden Spektren einer HgCdAr-Vergleichslampe kurz vor und kurz nach der eigentlichen Beobachtung aufgenommen. Allerdings erwies sich das Fitten eines Polynoms an die Lampenspektren als schwierig, da die Intensität der einzelnen Emissionslinien teilweise stark variierte, so dass manche Linien nicht identifiziert werden konnten. Eine Kalibrationslampe mit einem stabileren Helligkeitsverlauf würde künftige Beobachtungen erleichtern.

Die reduzierten Einzelspektren (Abb. 7.1) waren aufgrund ihrer verrauschten Kontinua nicht für eine weitere Untersuchung geeignet. Deshalb wurden alle 150 Spektren aufaddiert. Da KPD 1930+2752 eine Variabilität in der Radialgeschwindigkeit aufweist, die zu einer Dopplerverschiebung der Spektrallinien führt, mussten zunächst sämtliche Spektren dahingehend korrigiert werden. Mit Hilfe der Periodenbestimmung von Woolf et al. 2002 und den Ephemeriden von Maxted et al. 2000 konnte für jedes Spektrum die passende Radialgeschwindigkeit errechnet und eine entsprechende Korrektur vorgenommen werden. Mit Hilfe einer MIDAS-Routine von Christian Karl wurden die Spektren noch auf das heliozentrische Bezugssystem transformiert und die Linien auf Laborwellenlängen verschoben.

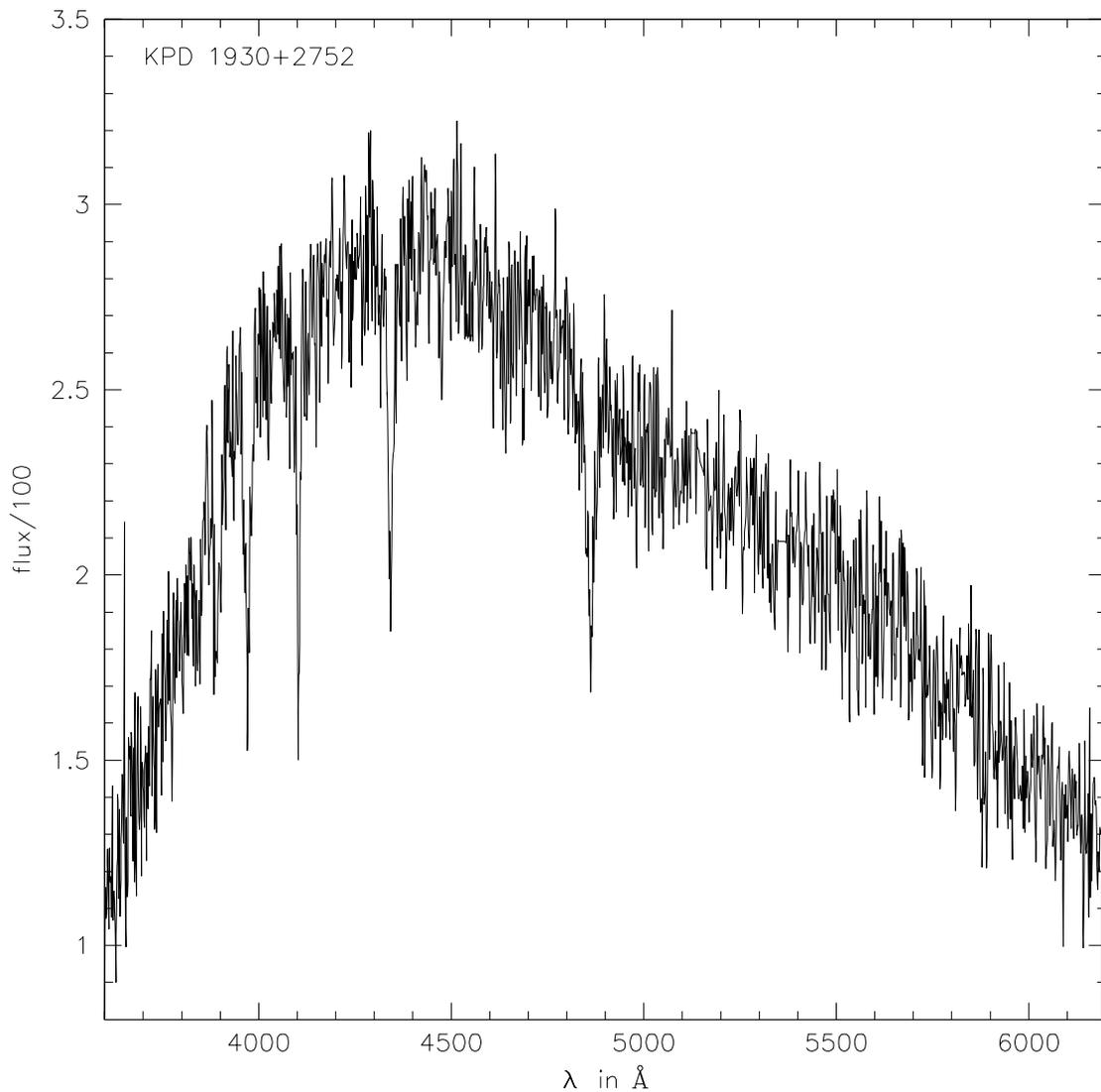


Abbildung 7.1: KPD 1930+2752. Reduziertes CAFOS-Einzelspektrum

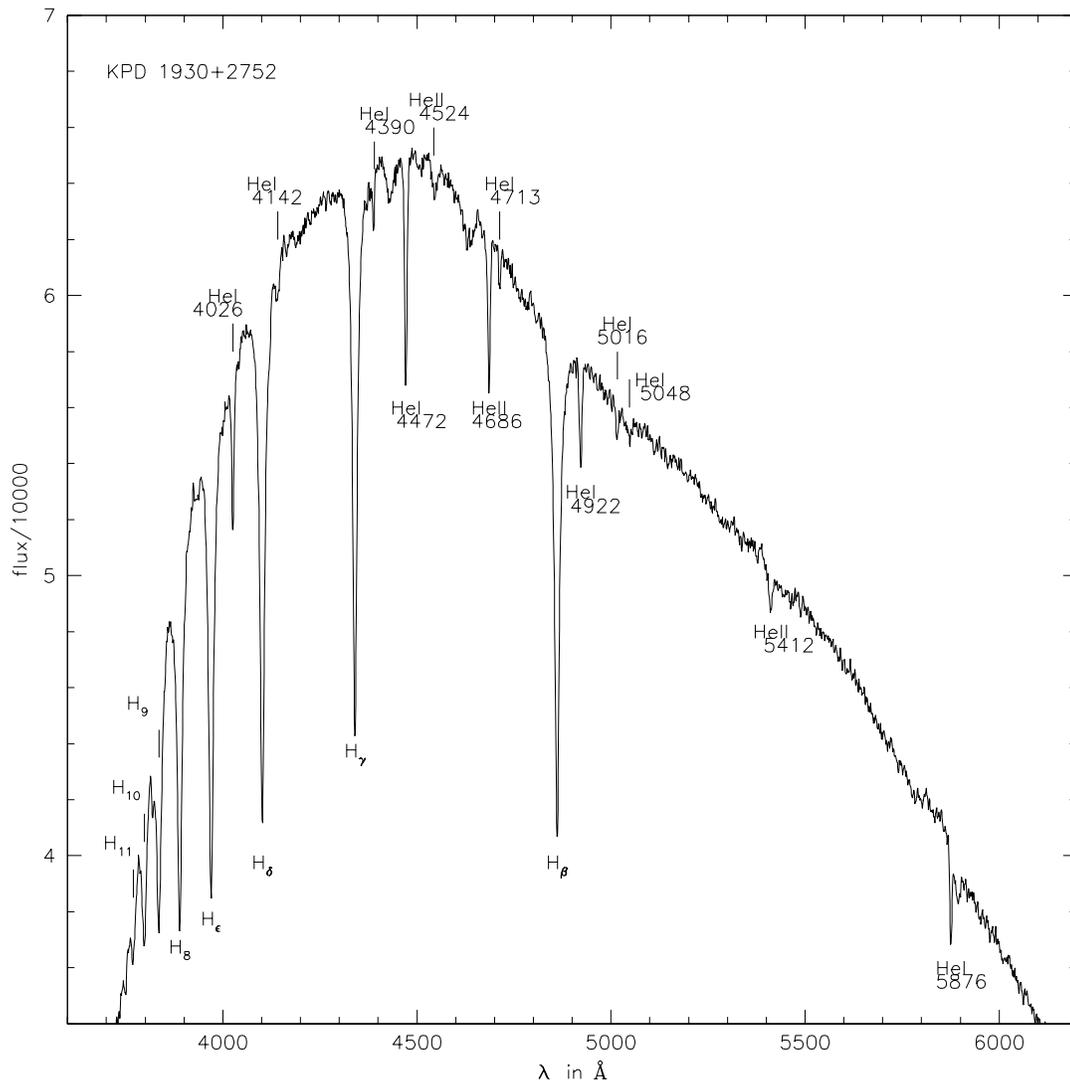


Abbildung 7.2: Summumspektrum aus 150 RV-korrigierten CAFOS-Spektren

Die korrigierten Spektren konnten nun gewichtet nach ihrem jeweiligen Signal zu Rauschen Verhältnis aufaddiert werden. Das resultierende Spektrum ist von weit höherer Qualität, erlaubte eine spektrale Klassifikation des Objekts und war aufgrund des glatten Kontinuumverlaufes gut geeignet für das Anfitzen von Modellatmosphären.

7.2 Spektrale Klassifikation

Das Spektrum von KPD 1930+2752 zeigt starke Balmer-Linien und eine relativ große Anzahl von He I und He II Linien (Abb. 7.2). Nach dem gebräuchlichen Klassifikationssystem für heiße, unterleuchtkräftige Sterne von Moehler et al. (1990b) sind ausgeprägte Balmerlinien verbunden mit He I 4472 und He II 4686 Absorptionslinien charakteristisch für Subdwarfs der Spektralklasse sdOB. Das Auftreten weiterer He Linien deutet zudem auf eine relativ hohe Temperatur dieses Objekts hin. Im Einzelnen konnten folgende Absorptionslinien im Spektrum nachgewiesen werden:

Absorptionslinien sdOB KPD 1930+2752
$H_{\beta} - H_{11}$
He I 4026 He I 4142 He I 4390 He I 4472 He I 4713 He I 4922 He I 5016 He I 5048 He I 5876
He II 4524 He II 4686 He II 5412

7.3 Fit an Modellatmosphären im LTE und NLTE

Die Bestimmung der fundamentalen Parameter T_{eff} , $\log g$ und $\log y = \log\left(\frac{n(\text{He})}{n(\text{H})}\right)$ erfolgte durch das simultane Anpassen von synthetischen Modellspektren an ausgewählte Linien des Objektspektrums. Hierzu wurde die Routine FITPROF von R. Napiwotzki verwendet, die eine χ^2 -Minimierung durchführt und damit ein neues Modellspektrum erzeugt, das möglichst gut mit dem beobachteten übereinstimmt (Napiwotzki et al. 1999). Die zugehörigen Parameter werden dann durch Interpolation den vorliegenden Modellspektren entnommen, die einen großen Parameterbereich abdecken.

Die synthetischen Modellspektren wurden aus Sternatmosphärenmodellen gewonnen. Die Energiequelle eines Sterns befindet sich zwar tief in seinem Inneren, doch die Strahlung, die er aussendet und die wir mit unseren Teleskopen einfangen können, kommt von seiner Oberfläche und durchquert zunächst die Atmosphäre, die den Stern wie eine dünne Haut umgibt. Auf dem Weg durch diese Schicht finden Interaktionen der Strahlung mit der dort vorhandenen Materie

statt, die den Strahlungsfluss modifizieren. Insbesondere kommt es zu Emissions- und Absorptionsprozessen, die den Fluss bei bestimmten Wellenlängen erhöhen oder vermindern können. Die Verteilung und die Eigenschaften der Absorptionslinien hängen jedoch von Ionisationsgrad und Anregung der in der Atmosphäre enthaltenen Ionen ab, diese wiederum von der Temperatur- und Dichteschichtung, welche durch T_{eff} und $\log g$ charakterisiert ist.

Bei welchen Wellenlängen Linien entstehen, bestimmen die Anregungsenergien der Atome und Ionen im Plasma der Sternatmosphäre. Nur Photonen mit Energien, die diesen Anregungsenergien entsprechen, können absorbiert werden. Bei einfachen Elementen wie Wasserstoff und Helium ist die Zahl der möglichen Übergänge noch überschaubar. Bei schwereren Elementen können Millionen solcher Übergänge auftreten. Die Häufigkeit einer Atom- oder Ionensorte im Plasma beeinflusst die Intensität und damit die Einsenktiefe der Linien. Je mehr Ionen einer Sorte vorhanden sind, desto mehr Photonen werden bei den charakteristischen Übergängen dieser Sorte absorbiert. Dies führt zu einer tieferen Einsenkung der Absorptionslinien im Spektrum bis Sättigung eintritt.

Die Oberflächen-Schwerebeschleunigung $\log g$ eines Sterns bestimmt den Gasdruck innerhalb der Sternatmosphäre und damit ihre Dichteschichtung. Je dichter die Atmosphäre ist, desto häufiger kommt es zu Stößen der enthaltenen Teilchen. Da die weitaus meisten dieser Teilchen elektrisch geladen sind, treten dabei elektrische Felder auf, deren Intensität ebenfalls mit der Dichte zunimmt. Durch den Stark-Effekt führen diese Felder zu einer Verbreiterung der Absorptionslinien. Diese Druckverbreiterung fällt je nach Ionensorte unterschiedlich groß aus und nimmt mit ansteigendem $\log g$ zu. In der Regel wird die Druckverbreiterung maßgeblich durch den quadratischen Stark-Effekt verursacht, bei Wasserstoff hingegen vom linearen Stark-Effekt. Dies führt zu einer besonderen Drucksensitivität der Balmerlinien, die daher besonders gut für eine Bestimmung von $\log g$ geeignet sind.

Die Effektivtemperatur eines Sterns T_{eff} modifiziert die Einsenktiefe von Absorptionslinien, welche mit zunehmender Temperatur abnimmt. Die einzelnen Komponenten der Absorptionslinien werden in unterschiedlichen Tiefen der Sternatmosphäre gebildet. Der Linienkern ist im Wesentlichen nur thermisch verbreitert (Gaußprofil) und entsteht im äußeren Bereich der Atmosphäre, wo das Plasma kühler und dünner ist. Die Linienflügel werden dementsprechend tiefer in der Atmosphäre erzeugt. Je niedriger die Temperatur nun ist, desto weniger tragen die Außenbereiche zum Strahlungsfluss und damit dem Kontinuum des Spektrums bei. Dadurch nimmt die Einsenktiefe des Linienkerns relativ zum Kontinuum zu (siehe auch Diplomarbeit Lisker 2003). Im Prinzip können also aus dem Verlauf des Kontinuums, den Positionen, Einsenktiefen und Verbreiterungen der Linien die fundamentalen Parameter bestimmt werden. In der Praxis erweist sich dies jedoch als sehr schwierige Aufgabe, da eine reale Sternatmosphäre aufgrund ihrer sphärischen Geometrie, der vielfachen Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Plasma, ihrer chemischen Zusammensetzung und vieler anderer Faktoren ein komplexes Gebilde darstellt. Eine Modellierung dieses Gebildes erfordert eine Reihe von Vereinfachungen. Da der Radius eines Sterns sehr viel größer ist als die Dicke seiner Atmosphäre, geht man zunächst von einer planparallelen Geometrie aus. Außerdem nimmt man an, dass die enthaltenen Elemente homogen in der Sternhülle verteilt sind.

Die Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts ("Local Thermodynamical Equilibrium" LTE) vereinfacht das Problem ganz außerordentlich und hat sich für niedrige Temperaturen ($T_{\text{eff}} \lesssim 35000 \text{ K}$) und hohe Dichten als brauchbare Näherung erwiesen. Strahlungsprozesse spielen unter diesen Bedingungen eine untergeordnete Rolle. Elektronenstöße sind für Anregungs- und Ionisationsprozesse verantwortlich. Somit kann auf das bewährte Instrumentari-

um der Thermodynamik zurückgegriffen werden. Die Geschwindigkeiten der Teilchen sind durch die Maxwell-Verteilung gegeben, ihr Anregungs- und Ionisationsgrad durch die Boltzmann- und Sahagleichung. Neben den mikroskopischen Eigenschaften der Teilchen geht in diese Gleichungen eigentlich nur noch die lokale Temperatur und Dichte ein.

Bei höheren Temperaturen ($T_{\text{eff}} > 35000 \text{ K}$) und geringeren Dichten dominieren die Strahlungsprozesse und ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht ist nicht mehr erfüllt. Die Besetzungszahlen der Atome und Ionen müssen aus den Zu- und Abgängen der einzelnen Niveaus ermittelt und gleichzeitig das Strahlungsfeld berechnet werden. Da dies für jede Ionisationsstufe jedes Elements in der Atmosphäre separat durchgeführt werden muss, ist leicht einzusehen, dass der Rechenaufwand dieser Methode, die als NLTE ("Non-LTE") bezeichnet wird, um ein Vielfaches höher ist als bei LTE-Modellen. Eine exakte Behandlung vieler der schweren Elemente mit ihren zahlreichen Übergängen überschreitet nach wie vor die Grenzen des Möglichen. Ausgefeilte Algorithmen und mathematische Tricks werden benutzt, um den Aufwand zu minimieren oder um überhaupt konvergente Lösungen zu finden (Näheres zu NLTE-Sternatmosphärenmodellierung findet sich u. a. in der Diplomarbeit von A. Stroer 2004).

Eine zunehmend größere Rolle spielt auch das sogenannte Metalllinien-Blanketing. Elemente mit höheren Massenzahlen als Helium machen sich durch eine Vielzahl von zwar schwachen, aber teilweise überlappenden und oft gehäuft auftretenden Absorptionslinien bemerkbar. Diese Linienwälder senken den Strahlungsfluss in bestimmten Bereichen des Spektrums und heben ihn in anderen Bereichen an ("Backwarming"). Dies führt zu einer Umverteilung des spektralen Flussverlaufs und damit einer Veränderung der Temperaturschichtung in der Atmosphäre. Besonders die Linien der Eisengruppenelemente im UV-Bereich können das optische Spektrum beeinflussen. Alle bisherigen Analysen vernachlässigen das Metalllinien-Blanketing.

Für die Untersuchung von KPD 1930+2752 wurden verschiedene Modellgitter verwendet:

1. Ein Gitter von LTE-Modellatmosphären unter Berücksichtigung des Metalllinien-Blanketing (Heber et al. 2000). Die Modelle beinhalten H, He und Metalle.

$11000 < T_{\text{eff}}/\text{K} < 35000$	$\Delta T/\text{K} = 1000, 2500$
$3,50 < \log(\text{g}/\text{cm}^{-2}) < 6,50$	$\Delta \log(\text{g}/\text{cm}^{-2}) = 0,25$
$\log y = 0,0001, 0,001, 0,01, 0,033,$ $0,10, 0,33$	
$\log m = 0,1$	

2. Ein NLTE-Modellgitter unter partieller Berücksichtigung des He-Linien-Blanketing (Dreizler et al. 1990). Die Modelle beinhalten nur H und He und wurden nach der Methode der beschleunigten Lambda-Iteration (ALI) mit dem Tübinger Programmpaket PRO2 berechnet.

$30000 < T_{\text{eff}}/\text{K} < 100000$	$\Delta T/\text{K} = 5000$
$4,50 < \log(\text{g}/\text{cm}^{-2}) < 6,50$	$\Delta \log(\text{g}/\text{cm}^{-2}) = 0,50$
$\log y = 0,000001, 0,0001, 0,0003,$ $0,001, 0,003, 0,01, 0,03, 0,1$	

Ein verbessertes NLTE-Modellgitter der Tübinger Gruppe unter partieller Berücksichtigung des H- und He-Linien-Blanketing. Die Modelle beinhalten nur H und He und wurden

nach der Methode der beschleunigten Lambda-Iteration mit dem Tübinger Programmpaket NGRT und einem verbesserten Atommodell berechnet. Ausgehend von Startmodellen der Tübinger Gruppe wurde das Gitter von A. Stroer (Diplomarbeit Stroer 2004) und dem Autor generiert.

$20000 < T_{\text{eff}}/K < 100000$	$\Delta T/K = 2000$
$4,80 < \log(g/\text{cm}^{-2}) < 6,40$	$\Delta \log(g/\text{cm}^{-2}) = 0,20$
$\log y = 0,001, 0,001, 0,005,$	
$0,01, 0,05, 0,1, 0,5, 1,5,$	
$10, 50, 100, 500, 1000$	

- Ein Mikrogitter im Parameterbereich von KPD 1930+2752 nach der Hybridmethode von N. Przybilla. Da sich NLTE-Effekte nur in der Gestalt der Absorptionslinien selbst zeigen sollten, wurde für ein LTE Gitter lediglich eine NLTE-Linienformationsrechnung durchgeführt anstatt das gesamte Gitter im NLTE zu berechnen. Dies ersparte eine Menge Rechenzeit und erlaubte so eine simultane Berücksichtigung von Metalllinien-Blanketing und NLTE-Effekten, was bislang noch nicht möglich war (Przybilla et al. 2005).

Es zeigte sich, dass die Fitroutine teilweise äußerst sensibel auf Änderungen der Modellparameter reagiert. Daraufhin wurden Tests mit synthetischen Modellspektren durchgeführt, die ein perfekt glattes Kontinuum aufweisen. Außerdem wurde ein Vergleich mit hochaufgelösten Spektren ($0,1 \text{ \AA}$) von KPD 1930+2752 angestellt, die mit dem UV-Visual Echelle Spectrograph (UVES) der ESO am Very Large Telescope (VLT) in Chile aufgenommen wurden. Die systematischen Interpolationsfehler der Fitroutine sind besonders hoch für niedrige Heliumhäufigkeiten. Außerdem ist die Schrittweite des Gitters entscheidend, da die Abweichung mit dem Interpolationsbereich zunimmt. Für den interessierenden Parameterbereich ergeben sich aus diesen Untersuchungen Fehler von $\Delta T_{\text{eff}} \approx \pm 500 \text{ K}$ und $\Delta \log g \approx \pm 0,05 \text{ dex}$. Diese Fehler sind wesentlich höher als die statistischen Abweichungen und überwiegen wohl auch die meisten anderen denkbaren systematischen Fehlerquellen. Die zeitaufgelöste Spektroskopie liefert bei geringer Auflösung einen glatten Kontinuumsverlauf des gemittelten Spektrums und eignet sich deshalb besser für eine Parameterbestimmung mit Modellatmosphären als die verrauschteren hochaufgelösten SPY-Spektren.

Die drei benutzten Modelle liefern im Wesentlichen konsistente Ergebnisse (Abb. 7.3, 7.4). Bei einem simultanen Fit an 7 Balmer- und 8 Heliumlinien liegt die Temperatur mit $T_{\text{eff}} \approx 35500 \text{ K}$ deutlich höher als der von Billères et al. (2000) ermittelte Wert $T_{\text{eff}} \approx 33500 \text{ K}$ und der von Lisker (2003) im NLTE anhand der UVES-Daten bestimmte Wert von $T_{\text{eff}} \approx 34600 \text{ K}$ (Lisker 2003). NLTE-Effekte spielen für die Temperaturbestimmung offensichtlich eine geringe Rolle. Die Schwerebeschleunigung ist bei den NLTE-Fits systematisch um bis zu $0,1 \text{ dex}$ niedriger als im LTE-Fall. Die Heliumhäufigkeit liegt übereinstimmend bei $\log y = -1,5$. Für die Fits wurde die projizierte Rotationsgeschwindigkeit festgehalten, was allerdings kaum Einfluss auf die ermittelten Parameter hatte, da bereits eine sinnvolle Abschätzung dieses Wertes vorlag (siehe Kap. 9).

Eine Diskrepanz bestand zunächst zwischen den Balmerlinien, für die die Fits nahezu perfekt sind, und einigen He-Linien: He I 5876, He II 4686, 5412. Dies wird noch deutlicher, wenn man die Parameter separat aus den Balmer- bzw. He-Linien bestimmt. Da die Balmerlinien besonders sensitiv auf Änderungen der Schwerebeschleunigung reagieren, wurde zunächst nur $\log g$ bei

festgehaltenem T_{eff} und $\log y$ daraus bestimmt. Dieses $\log g$ wurde nun wiederum vorgegeben, um die beiden anderen Parameter aus den Heliumlinien zu gewinnen, die mit dem Ionisationsgleichgewicht von neutralem und einfach ionisiertem Helium einen guten Temperaturindikator darstellen. Während sich die Schwerebeschleunigung und die Heliumhäufigkeit kaum ändern, stieg die Temperatur auf bis zu $T_{\text{eff}} = 38000$ K. Eine solche Diskrepanz wurde bereits bei spektralen Untersuchungen anderer pulsierender sdBs festgestellt (Heber et al. 2000, Dissertation Edelmann 2003) und ist seither als sogenannten Helium-Problem bekannt. Abhilfe schaffte die Verwendung von LTE-Modellen mit zehnfach solarer Metallhäufigkeit, die bei annähernd gleichen Parameter einen wesentlich besseren Fit lieferten. Motivation für diesen Versuch war die hohe Anreicherung von Eisengruppenelementen, die in sdBs nachgewiesen werden konnte und die in Einzelfällen bis zum 100-fachen des solaren Wertes erreicht (O’Toole 2004). Das Helium-Problem ist also auf das Metalllinien-Blanketing zurückzuführen und damit gelöst.

Sowohl was die Anzahl und Qualität der gefitteten Linien, als auch der Modellgitter betrifft, stellen die gefitteten Parameter mit Sicherheit eine deutliche Verbesserung gegenüber früheren Versuchen dar. Auch die Konsistenz der Ergebnisse ist hervorzuheben. Die zugehörigen Fehler sind nicht statistischer Natur, sondern wurden aus umfangreichen Vergleichen der Modellgitter untereinander sowie der Fitroutine bestimmt. Damit gehört KPD 1930+2752 zu den heißesten bekannten sdBVs, liegt aber gerade noch innerhalb des Instabilitätsbereichs im $T_{\text{eff}} - \log g$ -Diagramm (Abb. 7.6).

Parameter von KPD 1930+2752
$T_{\text{eff}} = 35500 \pm 500\text{K}$ $\log g = 5,56 \pm 0,05$ $\log y = -1,45 \pm 0,02$

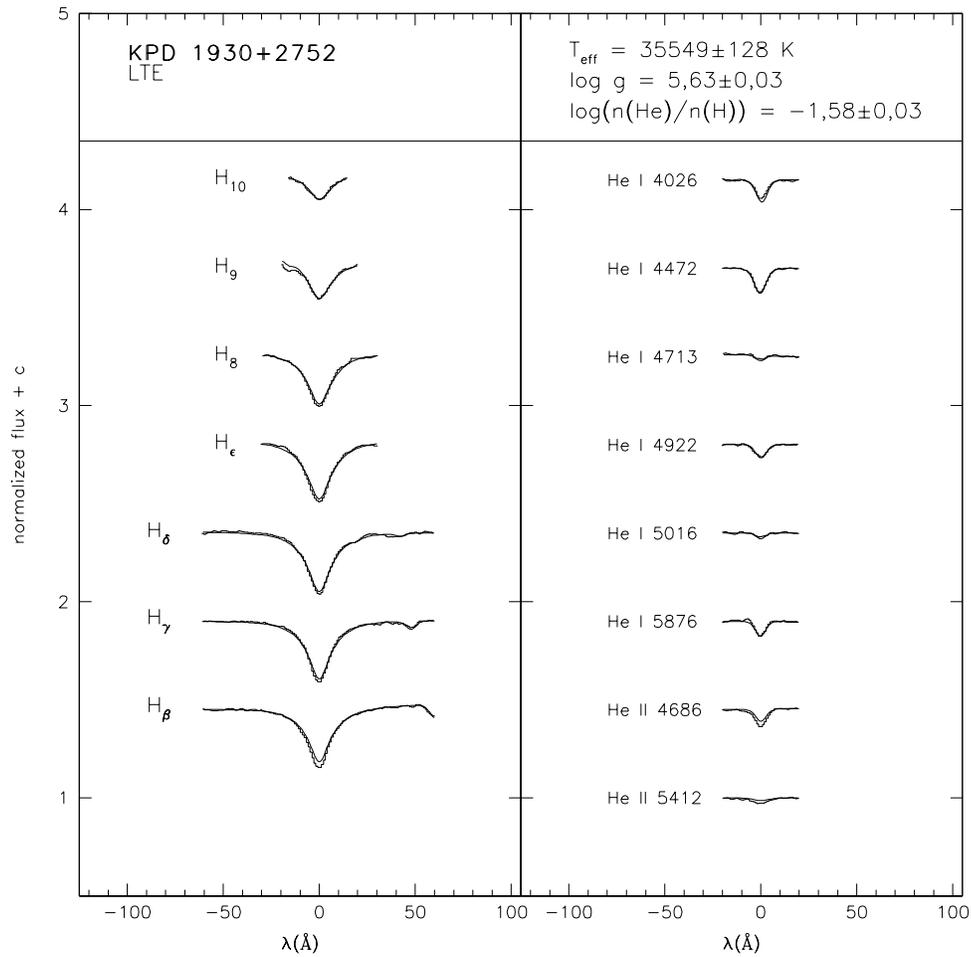


Abbildung 7.3: Fit von LTE-Modellatmosphären mit solarer Metallizität an H- und He-Linien des CAFOS Summenspektrums von KPD 1930+2752. Bei He II 4686 ist der Einsenktiefe der gefitteten Modelllinie zu gering. Balmer- und Heliumlinien können nicht simultan mit denselben Parametern gefittet werden.

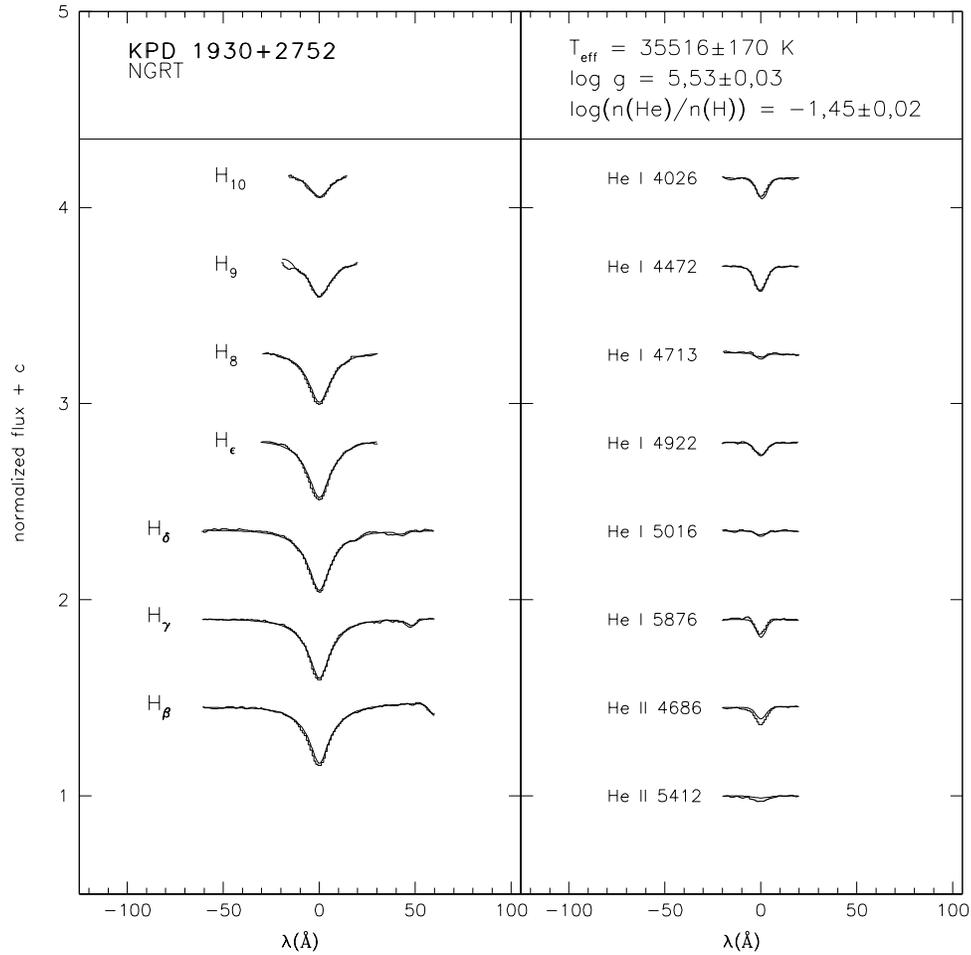


Abbildung 7.4: Fit von NLTE-Modellatmosphären (NGRT) an H- und He-Linien des CAFOS Summenspektrums von KPD 1930+2752. Sowohl die Fits, als auch die abgeleiteten Parameter sind konsistent mit Abb. 7.3. Balmer- und Heliumlinien können nicht simultan mit denselben Parametern gefittet werden.

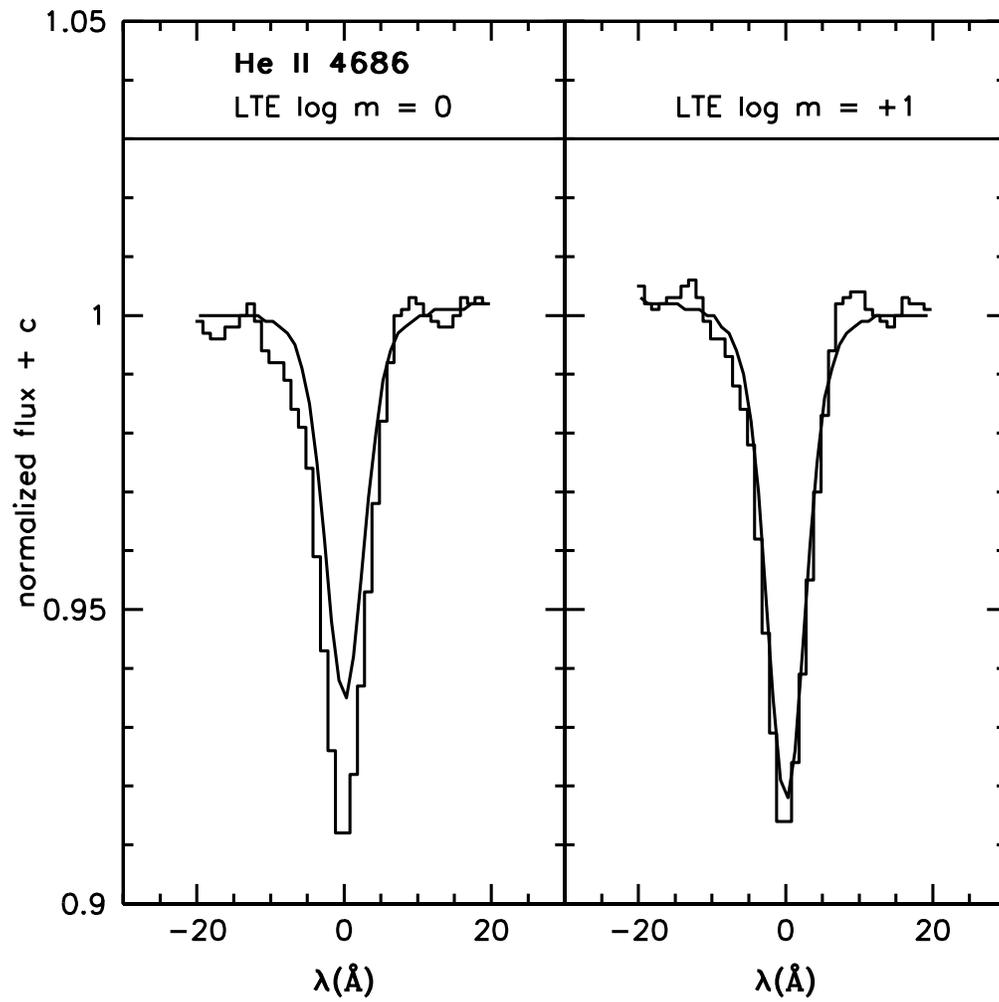


Abbildung 7.5: Die Verwendung von LTE-Modellgittern mit zehnfacher solarer Metallizität löst das Helium-Problem

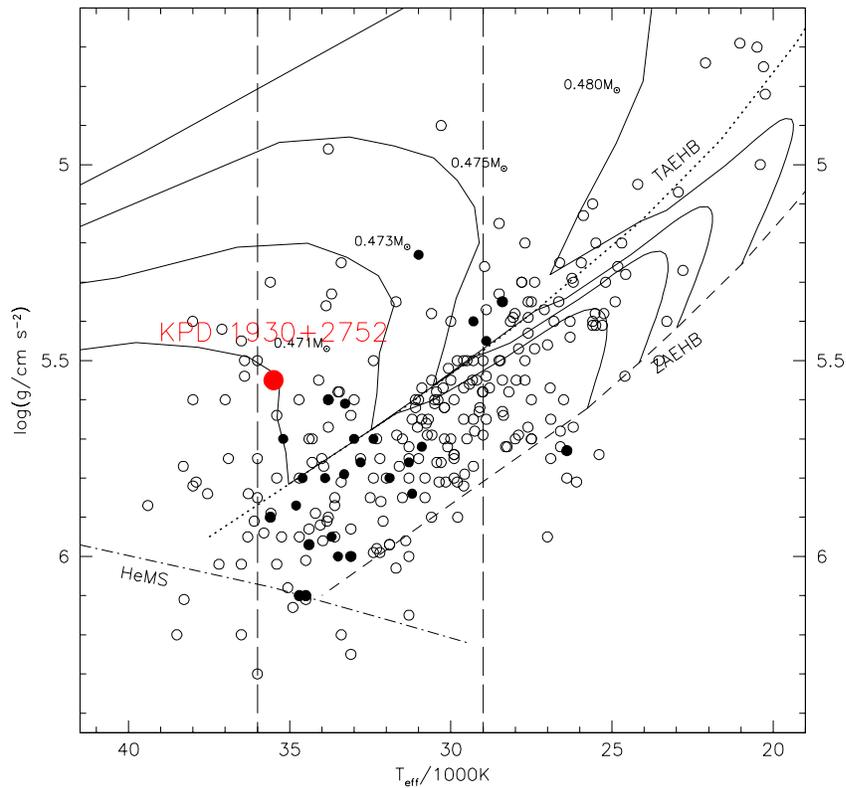


Abbildung 7.6: $T_{\text{eff}} - \log g$ -Diagramm. KPD 1930+2752 liegt aufgrund der relativ hohen Temperatur am Rande des theoretisch vorausgesagten Instabilitätsbereiches (gestrichelte vertikale Linien).

7.4 Suche nach Variationen der Parameter

Wie bereits weiter oben ausführlich dargelegt wurde, handelt es sich bei KPD 1930+2752 nicht nur um ein Objekt mit hoher Radialgeschwindigkeitsvariabilität. Der Stern führt darüber hinaus nichtradiale Pulsationen aus, ist elliptisch verformt und rotiert mit sehr hoher Geschwindigkeit. Alle diese Faktoren müssen bei einer spektralen Analyse berücksichtigt und ihr möglicher Einfluss auf das Objektspektrum untersucht werden. Da sich die Radialgeschwindigkeitsvariabilität aufgrund der Bahnbewegung durch eine einfache Dopplerverschiebung bemerkbar macht, ist eine Korrektur bei bekannter RV-Kurve leicht durchzuführen. Es ist jedoch zu erwarten, dass auch die Pulsationen zu dieser Variabilität beitragen, da sich bestimmte Bereiche der Sternoberfläche hierdurch ebenfalls auf den Beobachter zu oder von ihm weg bewegen. Der Bahnbewegung sollte also in der RV-Kurve eine Komponente überlagert sein, die von den Schwingungen des Sterns herrührt. Da aufgrund der kurzen Periode des Doppelsternsystems die Bahngeschwindigkeitssamplitude sehr hoch ist, sollte sich ein Nachweis dieser vergleichsweise geringen Modulationen als schwierig erweisen. Dennoch machten Woolf et al. 2002 einen Versuch in dieser Richtung, konnten aber aufgrund schlechter Beobachtungsbedingungen nicht die notwendige Genauigkeit erreichen.

Die nichtradialen Schwingungen und die elliptische Verformung des Sterns könnten auch einen Einfluss auf Parameter haben, die durch das Anfitzen von Modellatmosphären bestimmt werden können. Während die Elementhäufigkeiten kaum betroffen sein sollten, ist eine Variation der Oberflächentemperatur und der Schwerebeschleunigung durchaus denkbar. Telting und Østensen (2004) konnten bei einem sdBV unerwartet hohe Variationen von $\Delta \log g = 0,1$ dex nachweisen, die nur als durch Pulsation induzierte Schockfronten gedeutet werden können. Durch die Schwingungen und in noch stärkerem Maße die Verformung des Sterns sind manche Bereiche der Atmosphäre weiter vom Kern entfernt als andere. Dies sollte einerseits zu einer lokal geringeren Oberflächentemperatur führen und andererseits eine ebenfalls geringere Schwerebeschleunigung zur Folge haben. Die Existenz von He-Flecken, die auf den Oberflächen von B Sternen nachgewiesen werden konnten, rücken sogar eine zeitliche Änderung von $\log y$ zumindest in den Bereich des Möglichen.

Ein Nachweis dieser Effekte sollte sich allerdings als außerordentlich schwierig herausstellen. Zum einen sind die Amplituden der Pulsationen und auch die Elliptizität von KPD 1930+2752 sehr gering, zum anderen ist es mit der heutigen Technologie nicht möglich, bestimmte Bereiche eines solchen Sterns aufzulösen. Dies führt dazu, dass das emittierte Licht eines solchen Sterns stets eine Überlagerung aller dem Beobachter zugewandten Teile darstellt. Dies gilt natürlich auch für das emergente Spektrum. Versucht man also eine lokal geringere Schwerebeschleunigung des Sterns in seinem Äquatorialbereich anhand von Linienverbreiterung zu messen, so ist zu beachten, dass die Linien aus den Polarbereichen, die eine höhere Schwerebeschleunigung aufweisen, diesen überlagert sind.

Theoretische Überlegungen führen also zu dem Schluss, dass Variationen von T_{eff} , $\log g$ und $\log y$ nur sehr schwer nachzuweisen sein dürften. Die zeitaufgelöste Spektroskopie bietet nun die Möglichkeit, diese Parameter in Abhängigkeit der Phase zu bestimmen und damit mögliche Variationen aufzuspüren. Aufgrund ihrer kurzen Periode im Bereich von Minuten kann diese Methode allerdings nicht sensitiv auf die Pulsationen des sdBs sein, sondern allenfalls Effekte der Deformation auflösen. Da die elliptische Verformung die Leuchtkraft von KPD 1930+2752 am stärksten verändert, kann aber davon ausgegangen werden, dass sie auch die relativ größte Variation der Parameter verursacht. Der für die weitere Untersuchung relevante Parameter, der über die Masse-Radius-Beziehung (Gleichung 6.2) direkt in die Ableitung von Massenbereich und Inklinationswinkel eingeht, ist die Schwerebeschleunigung. Um eine mögliche Veränderung von $\log g$ messen zu können, wurden die RV-korrigierten CAFOS-Einzelspektren phasenabhängig aufaddiert. Es wurden jeweils 10 Einzelspektren zusammengefasst, um einen guten Kompromiss zwischen glattem Kontinuumsverlauf und hoher Zeitauflösung zu erreichen. Die Symmetrie der erwarteten Variationen wurde ausgenutzt, da dadurch die Phasenabdeckung optimiert werden konnte. In Abb. 7.7 ist schematisch die $\log g$ -Variation dargestellt, die man bei der Rotation eines elliptischen Objektes erwarten würde. Die einzelnen Phasenbereiche können aufgrund der Symmetrie so überlagert werden, dass sie auf dem fett dargestellten Bereich I zu liegen kommen. Die Einzelspektren wurden dementsprechend sortiert und aufaddiert (Abb. 7.8). Es konnten keine Veränderungen der Schwerebeschleunigung mit der Phase nachgewiesen werden. Die spektrale Untersuchung von KPD 1930+2752 anhand der 150 aufaddierten Einzelspektren wurde dadurch gerechtfertigt, da sich die stellaren Parameter zwischen den Einzelmessungen offensichtlich nicht verändert haben. Ebensowenig konnten Variationen von T_{eff} und $\log y$ gefunden werden (Abb. 7.9, 7.10).

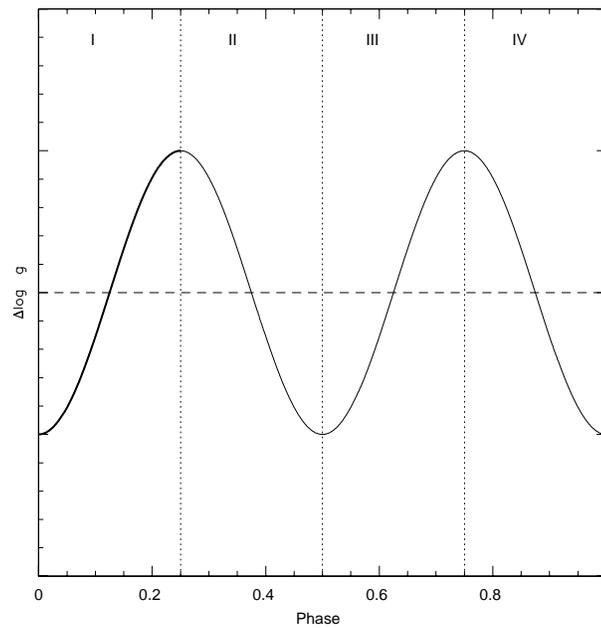


Abbildung 7.7: Theoretischer $\log g$ -Kurve aufgrund der elliptischen Verformung, gebundenen Rotation und Bahnbewegung von KPD 1930+2752. Für die Änderung der Schwerebeschleunigung sind keine Werte angegeben, da es sich hier lediglich um eine qualitative Darstellung des Effekts handelt, die die Symmetrie verdeutlichen soll.

Abbildung 7.8: Variation von $\log g$ über der Phase. Die Einzelspektren wurden unter Ausnutzung der Symmetrie sortiert und zu jeweils 10 coaddiert. Die gestrichelten Linien bezeichnen den Fehlerbereich um den Mittelwert.

Abbildung 7.9: Variation von T_{eff} über der Phase. Die Einzelspektren wurden unter Ausnutzung der Symmetrie sortiert und zu jeweils 10 coaddiert. Die gestrichelten Linien bezeichnen den Fehlerbereich um den Mittelwert.

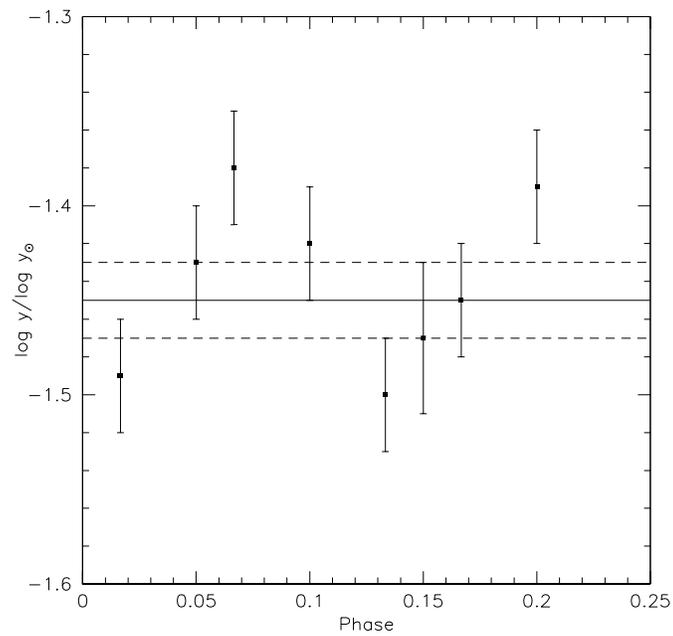


Abbildung 7.10: Variation von $\log y$ über der Phase. Die Einzelspektren wurden unter Ausnutzung der Symmetrie sortiert und zu jeweils 10 coaddiert. Die gestrichelten Linien bezeichnen den Fehlerbereich um den Mittelwert.

Kapitel 8

Periode und Radialgeschwindigkeit

Um die Periode eines spektroskopischen Doppelsterns zu ermitteln, sind viele Einzelmessungen der Radialgeschwindigkeit ("Radial velocity" RV) nötig. Die Radialgeschwindigkeit eines Sterns äußert sich in einer Dopplerverschiebung seiner Spektrallinien, je nachdem ob er sich auf uns zu (Blauverschiebung) oder von uns weg (Rotverschiebung) bewegt. Durch Kreuzkorrelation des beobachteten Spektrums mit einem Modellspektrum bei Ruhewellenlänge kann diese Verschiebung gemessen werden. Je mehr Spektrallinien vermessen werden und je höher das Signal zu Rauschen Verhältnis der Daten, desto genauer kann die Radialgeschwindigkeit ermittelt werden. Für die exakte Periodenbestimmung sind zudem möglichst viele Einzelspektren notwendig, die über einen langen Zeitraum hinweg möglichst kontinuierlich aufgenommen werden sollten. Da Beobachtungszeit jedoch knapp ist, müssen meist an der einen oder anderen Stelle Abstriche gemacht werden. Außerdem ist es nicht immer möglich, qualitativ hochwertige (wenig verrauschte) Spektren von Systemen mit hoher RV-Variation aufzunehmen, da eine zu hohe Belichtungszeit eine Verschmierung der Linien zur Folge hat. Bei KPD 1930+2752 ist aufgrund der hohen RV-Amplitude genau dies der Fall. Um eine kurze Belichtungszeit und damit hohe Zeitauflösung mit einer brauchbaren Qualität zu verbinden, wurden Spektren mit dem größten optischen Teleskop der Welt aufgenommen.

8.1 Beobachtung und Datenreduktion

Die Beobachtung wurde am 24. Juli 2004 mit dem 10 m Keck-Teleskop des Mauna Kea Observatoriums auf Hawai'i von N. Przybilla durchgeführt. Mit dem High Resolution Echelle Spectrometer (HIRES) und einem 2048×2048 Pixel CCD-Chip wurden 200 Spektren aufgenommen. Die Belichtungszeit betrug 20 s, die Auflösung $0,1 \text{ \AA}$. Es wurde mit kleineren Lücken der Wellenlängenbereich von $4200 \text{ \AA} - 6800 \text{ \AA}$ abgedeckt. Die He I-Linie bei 5876 \AA lag zwischen den Ordnungen.

Eine Datenreduktion mit der Mauna Kea Echelle Extraction Pipeline (MAKEE) war nicht möglich, da diese nicht für den verwendeten CCD-Auslesemodus ausgelegt war. Die Reduktion wurde daraufhin für jede der 30 Echelleordnungen einzeln mit dem ESO-MIDAS Programmpaket durchgeführt. Bias- und Flatfieldkorrekturen wurden angebracht. Auf eine Flusskalibration relativ zu einem Referenzstern bekannter Helligkeit wurde verzichtet. Zur Wellenlängenkalibration wurden Spektren einer ThAr-Vergleichslampe kurz vor und kurz nach der eigentlichen Beobachtung aufgenommen. Der Fehler in der Kalibration lag für alle Ordnungen unterhalb der

spektralen Auflösung. Das Signal zu Rauschen Verhältnis der Einzelspektren war so niedrig, dass nur H_α und H_β zweifelsfrei identifiziert werden konnten.

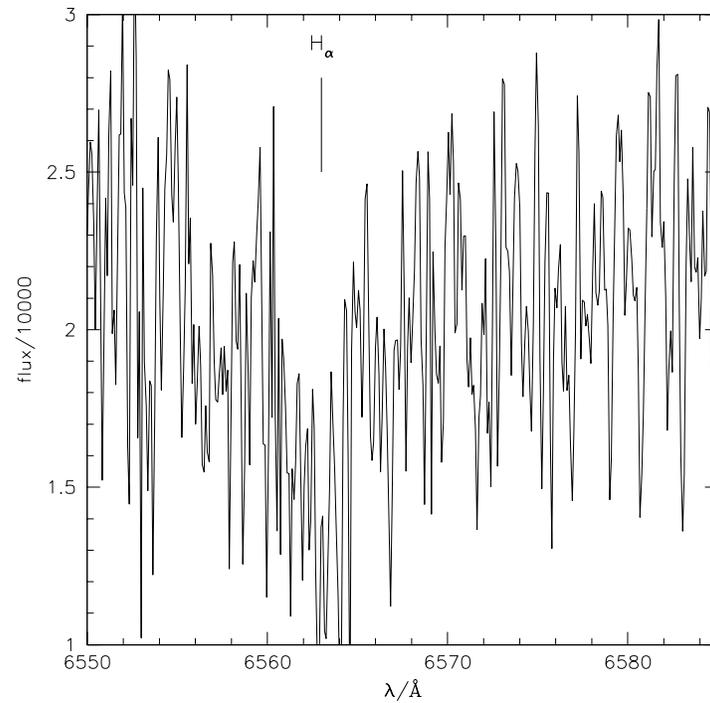


Abbildung 8.1: Einzelnspektrum einer HIRES-Echelleordnung. H_α ist gerade noch zu erkennen.

8.2 Radialgeschwindigkeitskurve

Durch Kreuzkorrelation der beobachteten Spektren mit einem Modellspektrum bei Laborwellenlänge wurden die Radialgeschwindigkeiten der Einzelspektren bestimmt. Die Korrelation wurde jeweils für die H_α - und die H_β -Linien separat durchgeführt und im Anschluss der Mittelwert gebildet. Heliozentrische Korrekturen wurden angebracht. Aufgrund der hohen Zeitauflösung deckt die Radialgeschwindigkeitskurve den beobachteten Zeitraum sehr homogen ab (Abb. 8.3). Um die Genauigkeit der Perioden- und Amplitudenbestimmung zu erhöhen, wurde die gemessene RV-Kurve mit allen verfügbaren RV-Daten für dieses Objekt kombiniert. Es standen 25 Messungen von P. Maxted aus dem Jahr 2000 (Maxted et al. 2000), über 2700 von S. Jeffrey ebenfalls von 2000 (Woolf et al. 2002), 25 unpublizierte Messungen von J. Orosz von 2000 sowie 2 unpublizierte UVES-Messungen von 2001 zur Verfügung. Aus diesen insgesamt ca. 2900 Datenpunkten, die sich über eine Zeitbasis von vier Jahren erstreckten, konnten Amplitude und Periode des Systems mit bislang unerreichter Genauigkeit bestimmt werden. Mit den Routinen FITRV und FITPOW von H. Drechsel wurde mittels χ^2 -Minimierung eine Sinusfunktion an die Daten gefittet und ein Powerspektrum erzeugt. Die Sinusfunktion (durchgezogene Linie) stimmt hervorragend mit den Datensätzen der verschiedenen Epochen überein, d.h. die Periode ist über den gesamten Beobachtungszeitraums konstant (Abb. 8.4 - 8.9). Dies ist nicht selbstverständlich, denn Gravitationswellenstrahlung, Massenverluste und magnetische Wechselwirkungen können zu einer Periodenänderung führen (z.B. Periodenänderung des bedeckenden sdB-Doppelsternsystems HW Vir, Kilkenny et al. 1994). Die Abnahme der Perioden durch Abstrahlung von Gravitationswellen kann bei KPD 1930+2752 auf $\sim 10^{-10}$ Tage pro Jahr abgeschätzt werden (Gleichung 4.1, Woolf. et al. 2002).

Parameter RV-Kurve
$\gamma(H_\alpha)(\text{kms}^{-1}) = 5 \pm 1$
$K(\text{kms}^{-1}) = 341 \pm 1$
$P(\text{d}) = 0,0950933 \pm 0,0000015$

Es konnten im Powerspektrum keine RV-Variationen auf Zeitskalen gefunden werden, die für die nichtradialen Pulsationen typisch wären. Aufgrund der Heterogenität des Datenmaterials, das mit Teleskopen und Detektoren von sehr unterschiedlicher Qualität gewonnen wurde, war dies jedoch zu erwarten. Die hohe Umlaufgeschwindigkeit des sdBs erzwingt kurze Belichtungszeiten. Es ist nach einer Beobachtung mit dem größten optischen Teleskop der Welt fraglich, ob es mit den derzeit verfügbaren Mitteln überhaupt möglich ist, die notwendige Präzision in der RV-Messung zu erreichen, um solche Fluktuationen bei KPD 1930+2752 nachweisen zu können.

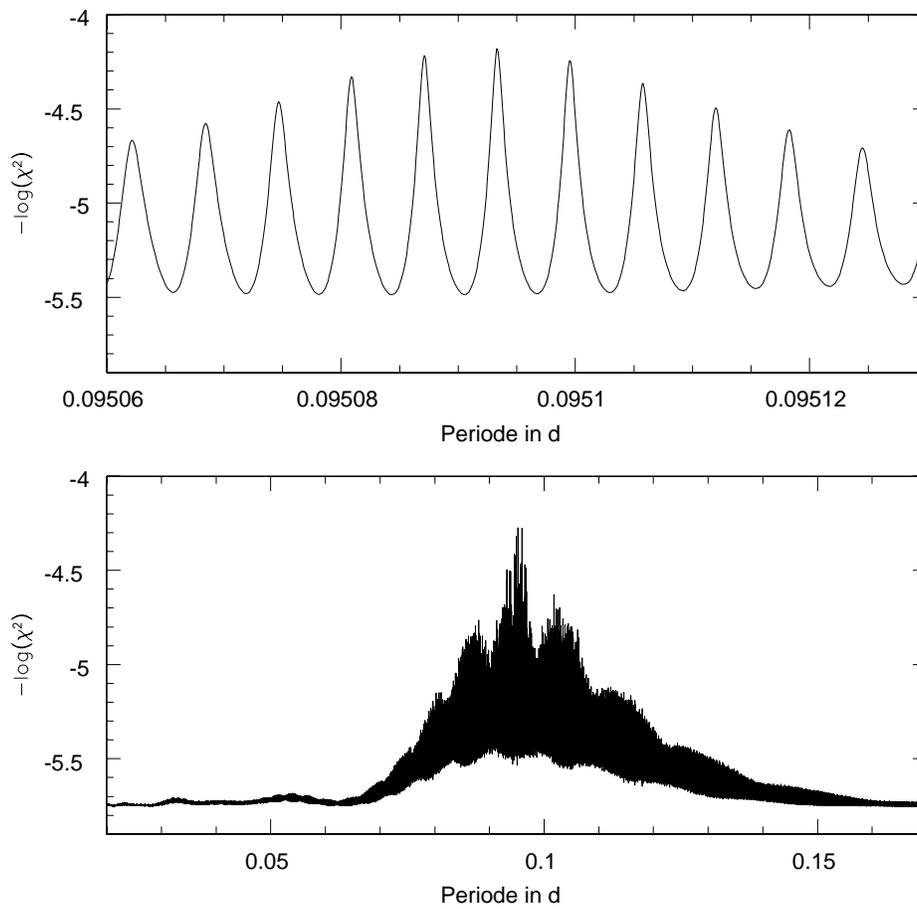


Abbildung 8.2: Powerspektrum von KPD 1930+2752

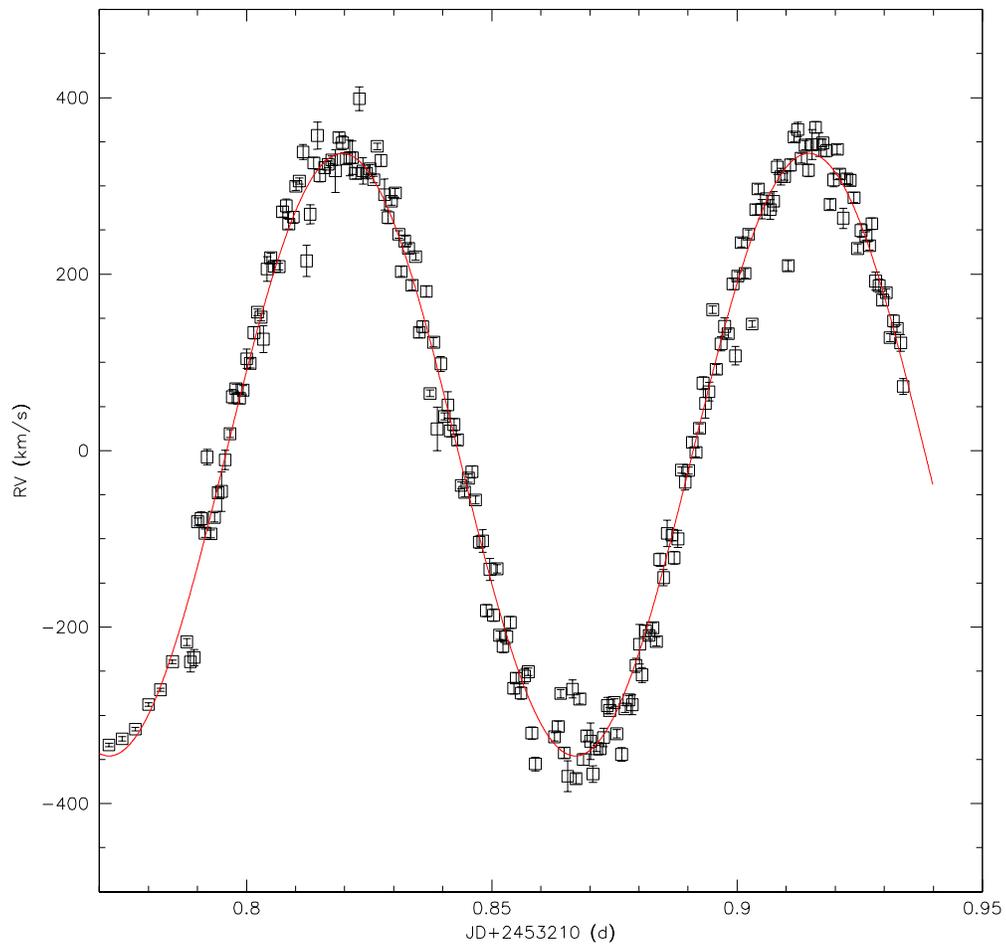


Abbildung 8.3: Radialgeschwindigkeitskurve aus den HIRES-Spektren. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der Anpassung einer Sinuskurve an alle Datensätze.

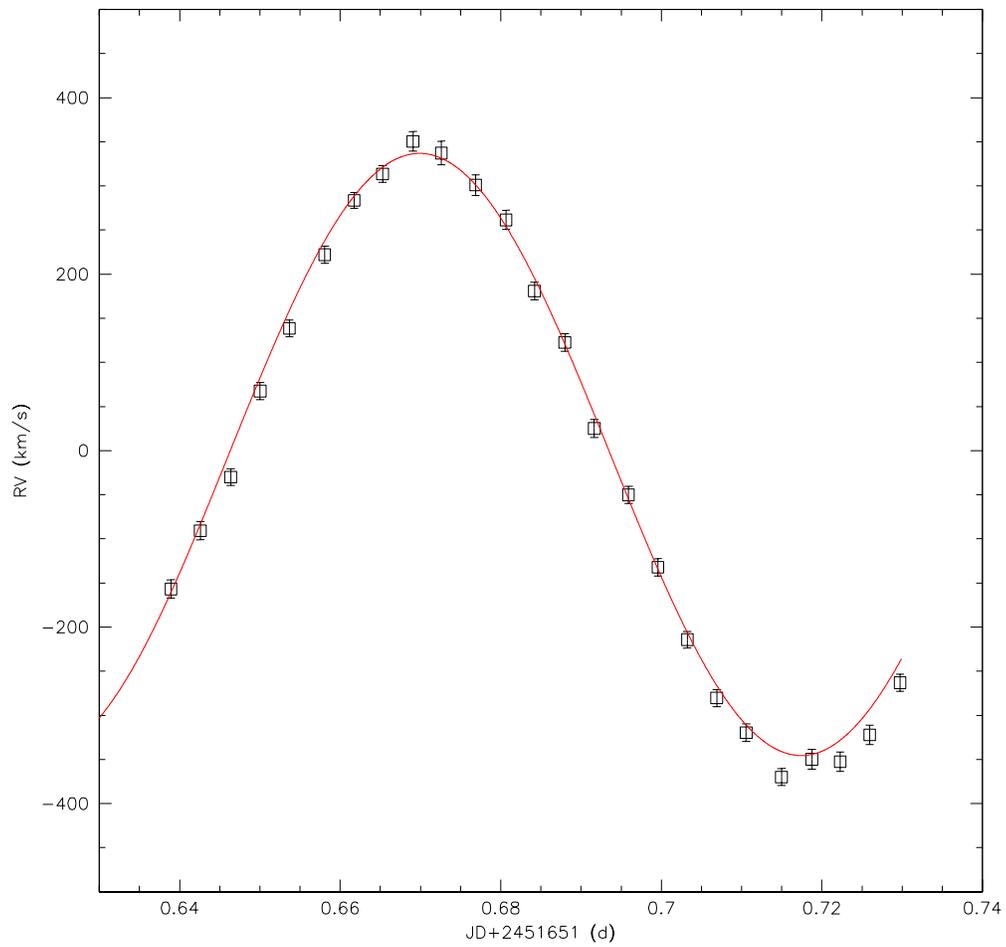


Abbildung 8.4: Radialgeschwindigkeitskurve von P. Maxted 2000. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der Anpassung einer Sinuskurve an alle Datensätze.

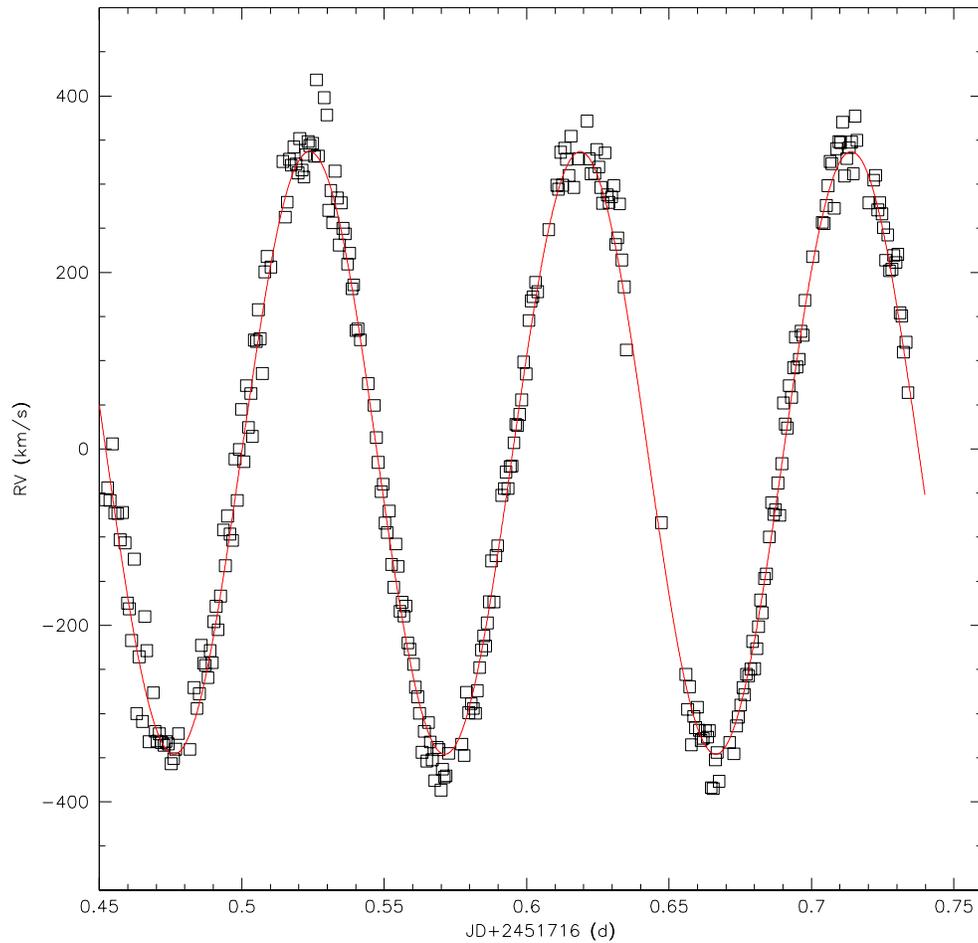


Abbildung 8.5: Radialgeschwindigkeitskurve von S. Jeffrey 2000. Die Fehlerbalken wurden der Übersichtlichkeit wegen weggelassen. Der typische Fehler ist mit 100 km s^{-1} aufgrund der sehr kurzen Belichtungszeit hoch. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der Anpassung einer Sinuskurve an alle Datensätze.

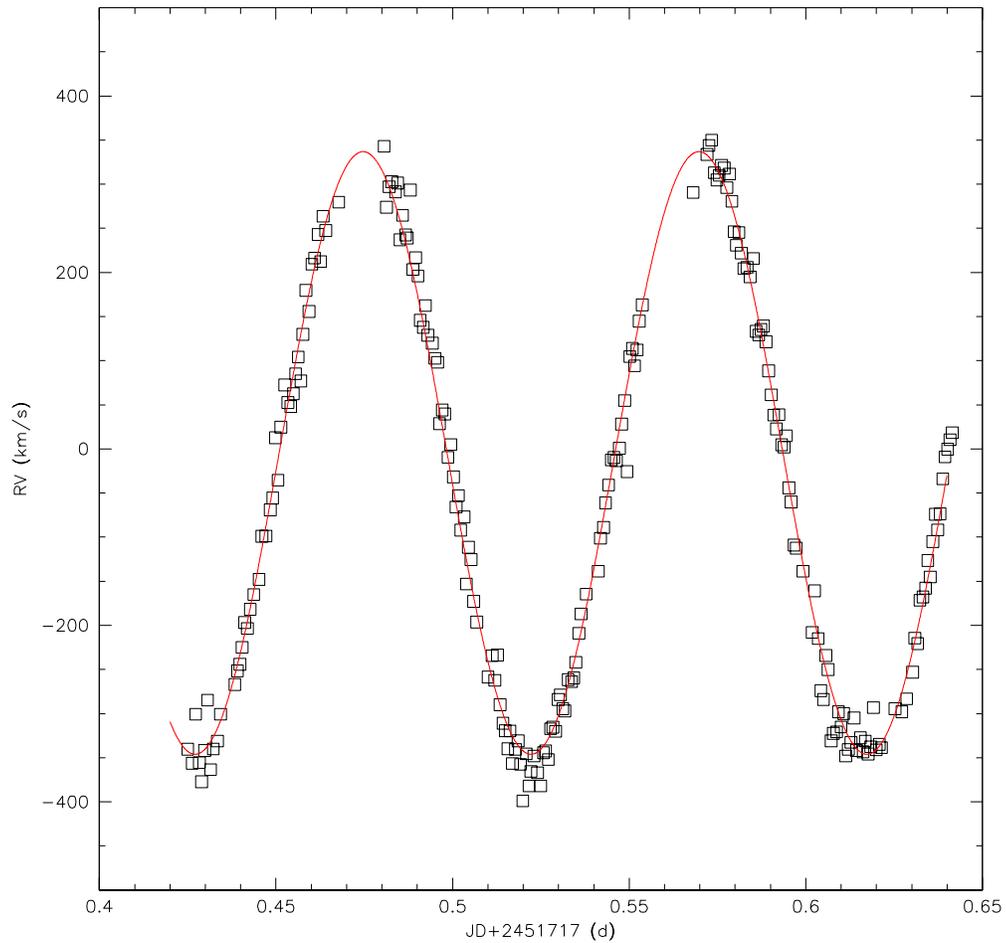


Abbildung 8.6: Radialgeschwindigkeitskurve von S. Jeffrey 2000. Die Fehlerbalken wurden der Übersichtlichkeit wegen weggelassen. Der typische Fehler ist mit 100 km s^{-1} aufgrund der sehr kurzen Belichtungszeit hoch. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der Anpassung einer Sinuskurve an alle Datensätze.

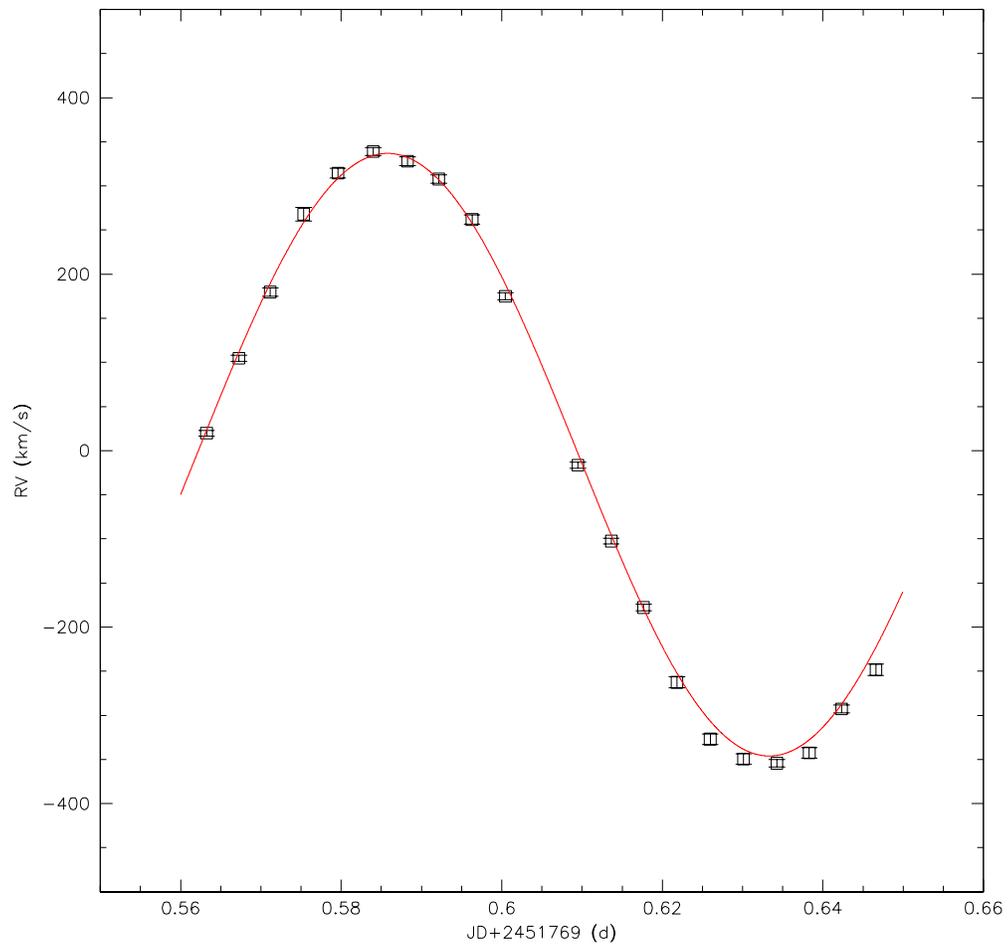


Abbildung 8.7: Radialgeschwindigkeitskurve von J. Orosz 2000. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der Anpassung einer Sinuskurve an alle Datensätze.

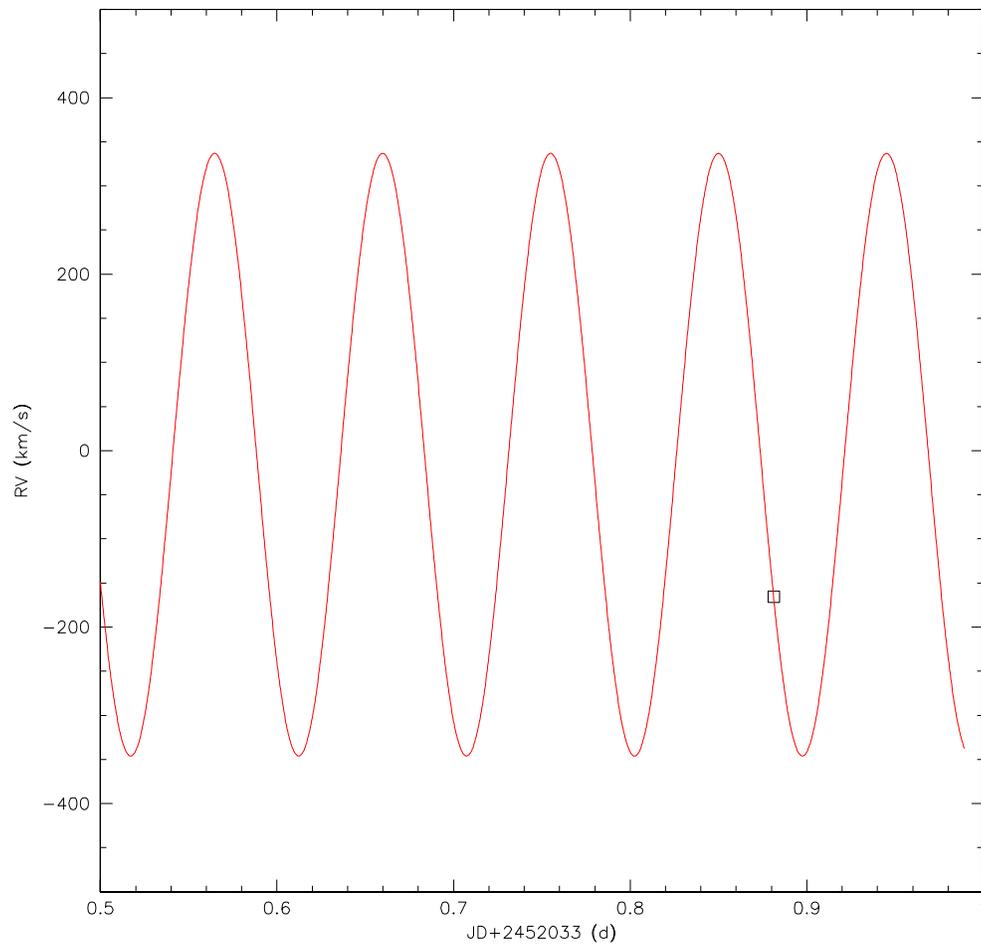


Abbildung 8.8: Erste UVES-Aufnahme 2001. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der Anpassung einer Sinuskurve an alle Datensätze.

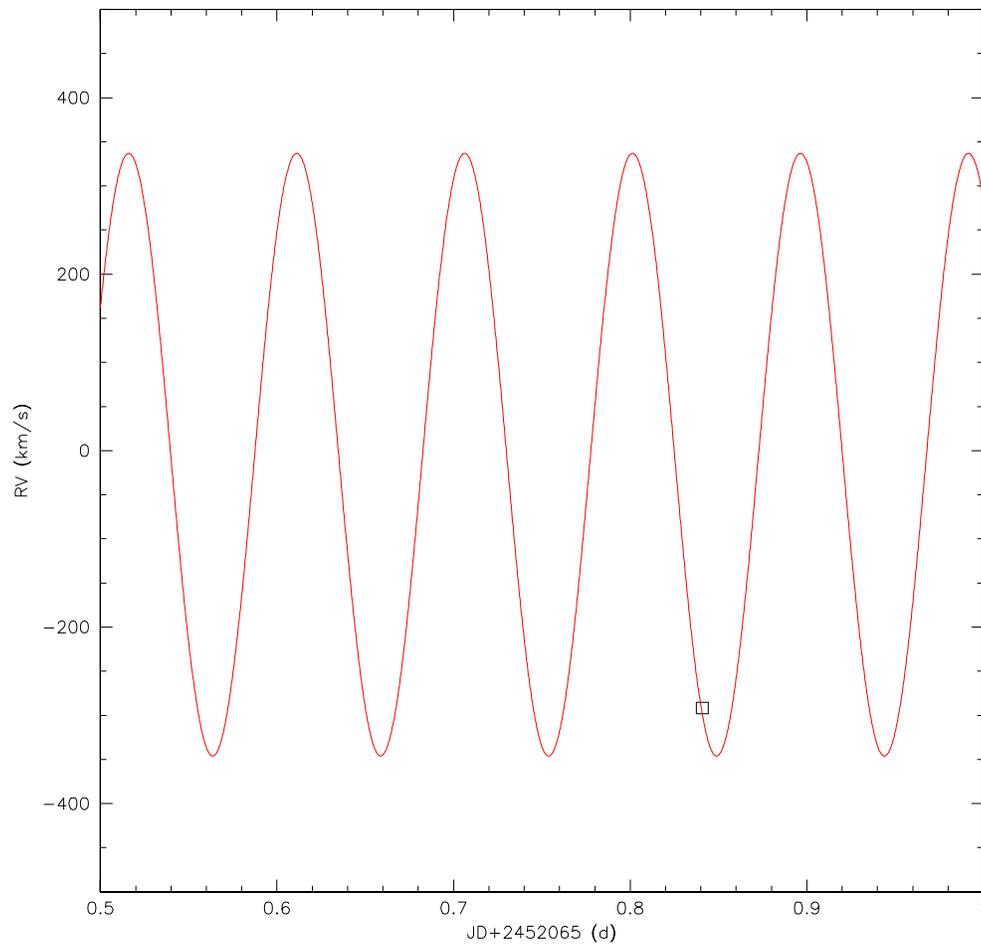


Abbildung 8.9: Zweite UVES-Aufnahme 2001. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der Anpassung einer Sinuskurve an alle Datensätze.

Kapitel 9

Rotationsgeschwindigkeit

Die absolute Rotationsgeschwindigkeit eines Sterns lässt sich im Allgemeinen nicht messen, da der Inklinationwinkel der Rotationsachse meist nicht bestimmt werden kann. Lediglich die projizierte Komponente der Rotationsgeschwindigkeit $v_{rot} \sin i$ lässt sich aus der charakteristischen Verbreiterung der Spektrallinien ableiten. Hierzu werden wiederum Modellspektren mit der Beobachtung verglichen, wobei nun das $v_{rot} \sin i$ so lange variiert wird, bis die bestmögliche Übereinstimmung erreicht ist. Die Messung dieser Größe hängt also immer auch mit den atmosphärischen Parametern zusammen, die man braucht, um das passende Modellspektrum zu berechnen, und umgekehrt. Verbesserte Modellgitter können also auch zu einer exakteren Bestimmung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit beitragen, ohne dass bessere Beobachtungen vorliegen. Im Falle von KPD 1930+2752 ist dies aufgrund der nachgewiesenen gravitativ gebundenen Rotation anders. Hier kann der absolute Wert der Rotationsgeschwindigkeit aus der orbitalen Bewegung bestimmt und dadurch die Inklination des Systems abgeleitet werden.

9.1 Datenreduktion

Da eine weitere Analyse der Einzelspektren aufgrund des hohen Rauschens nicht möglich war, wurden die Einzelordnungen RV-korrigiert und der Median aus allen 200 Einzelaufnahmen gebildet. Eine einfache Addition oder eine Mittelung war aufgrund der zahlreichen Cosmics, die sich im resultierenden Spektrum überlagerten, nicht möglich. Die Bildung des Median filtert zufällig verteilte und scharfe Peaks sehr zuverlässig heraus. Eine nachträgliche manuelle Entfernung der Cosmics war nicht mehr notwendig. Das resultierende Spektrum ist angesichts der zugrundeliegenden Daten (Abb. 8.1) von bemerkenswerter Qualität (Abb. 9.1).

9.2 Projizierte Rotationsgeschwindigkeit

Die Rotationsgeschwindigkeit ist der letzte Parameter, der durch eine spektroskopische Untersuchung bestimmt werden kann. Die Balmerlinien sind für eine akurate Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit ungeeignet, da Wasserstoff als leichtestes chemisches Element ausgeprägte thermische Linienverbreiterung zeigt, die die Effekte der Rotation überlagert. Außerdem war das Signal zu Rausch Verhältnis für H_γ in den HIRES-Daten zu hoch, da die Empfindlichkeit des CCD-Chips im blauen Bereich zu gering war.

Die Heliumlinien He II 4686, He I 4922 und He I 5016 eigneten sich weit besser für eine Messung. Zu diesem Zweck wurde wiederum ein Modellspektrum mit den zuvor bestimmten atmosphärischen Parametern nach einer χ^2 -Methode angefitzt, wobei nun die projizierte Rotationsgeschwindigkeit variiert wurde. Zum Vergleich wurde dasselbe Verfahren auf ein hochaufgelöstes Spektrum von KPD 1930+2752 angewandt, das mit dem Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES) am Very Large Teleskop (VLT) der ESO aufgenommen wurde. Auch hier wurden die Heliumlinien für die Messung herangezogen. Beide Messungen stimmen in bemerkenswerter Weise überein (Abb. 9.2).

Rotationsgeschwindigkeit
$v_{rot} \sin i (\text{kms}^{-1}) = 97 \pm 3 (1\sigma)$ $97 \pm 9 (3\sigma)$

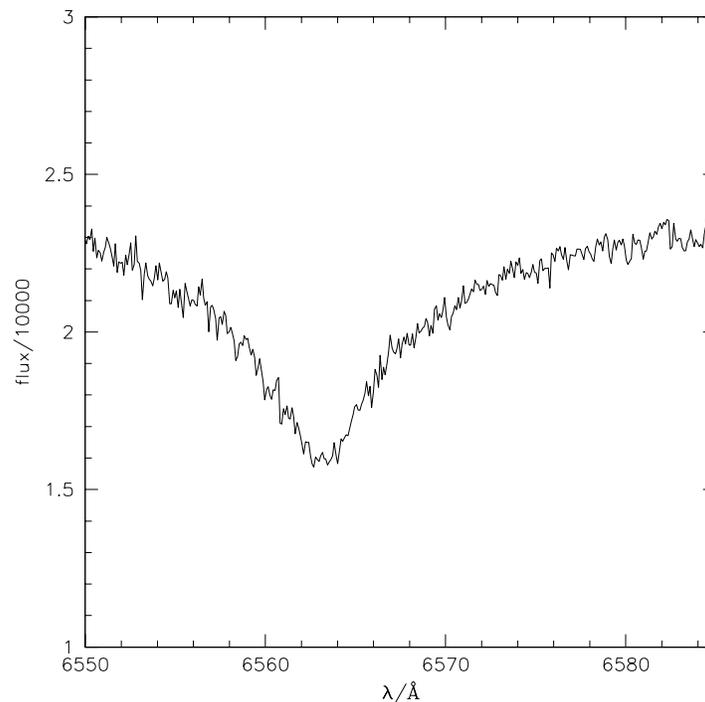


Abbildung 9.1: Median aus 200 RV-korrigierten Einzelspektren einer HIRES-Echelleordnung mit der H_α Linie. Man vergleiche dies mit einem Einzelspektrum, wie es in Abb. 8.1 dargestellt. Die Maßstäbe der beiden Abbildungen sind identisch.

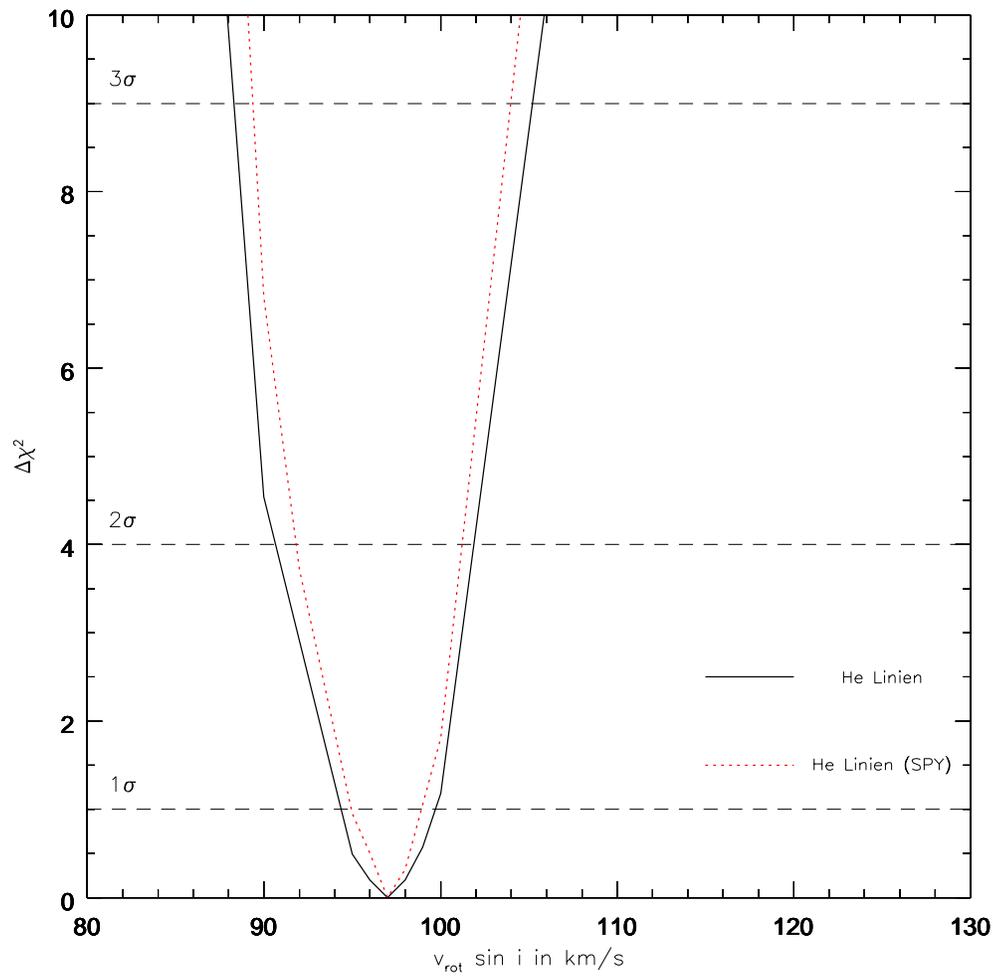


Abbildung 9.2: Reduziertes χ^2 aufgetragen über projizierter Rotationsgeschwindigkeit. Der beste Wert ist durch minimales $\Delta\chi^2$ definiert. Die gestrichelten Linien geben die 1σ -, 2σ und 3σ -Fehlerbereiche wieder.

Kapitel 10

Masse und Inklinationwinkel

Wie in Kapitel 6 dargestellt ist der einzig verbleibende freie Parameter die Masse des sdBs. Die vorangegangenen Analysen erlaubten es uns nun, den Inklinationwinkel in Abhängigkeit dieses Parameters zu bestimmen. Da der Inklinationwinkel so definiert ist, dass er nicht größer als 90° werden kann, folgt daraus eine Untergrenze für Radius und damit Masse des sdB. Die Gesamtmasse des Systems kann ebenfalls berechnet werden.

10.1 Massenbereich

Mit den spektroskopische bestimmten Parametern $\log g$, K_1 , P und $v_{rot} \sin i$ sowie M_1 als freiem Parameter wurden nun die Gleichungen 6.2, 6.1 und 5.1 gelöst. Die Fehler für M_2 und $\sin i$ wurden durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der Messungen bestimmt, wobei die sehr geringen Fehler ΔP und ΔK_1 vernachlässigt wurden.

Aus Gleichung 6.1 folgt unmittelbar $M_1 = M_{sdB} \geq 0,44 M_\odot$ (Abb. 10.1) und damit $M = M_1 + M_2 \geq 1,31 \pm 0,1 M_\odot$. KPD 1930+2752 wurde bisher weder im Röntgen- oder Gamma-, noch im Radiobereich detektiert. Es gibt also keinen Hinweis auf nicht-thermische Strahlung, die charakteristisch für einen Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch als Begleiter wären. Ein Weißer Zwerg ist damit der wahrscheinlichste Kandidat für die zweite Komponente des Systems. In diesem Fall folgt aus $M_{WD} \leq M_{Chandrasekhar} \approx 1,4 M_\odot$ unmittelbar eine Obergrenze für $M_1 = M_{sdB} \leq 0,63 M_\odot$ (Abb. 10.2).

Die Massenuntergrenze schließt insbesondere den niedrigen Massenbereich für den sdB aus, der aus den Simulationen von Han et al. für das CE-Ejection-Szenario folgt (Han et al. 2002, 2003). Alle gängigen Annahmen für eine kanonische Masse für sdBs von $M_{sdB} = 0,46 - 0,5 M_\odot$ führen bei KPD 1930+2752 zu einer teilweise hochsignifikanten Überschreitung der Chandrasekhar-Masse.

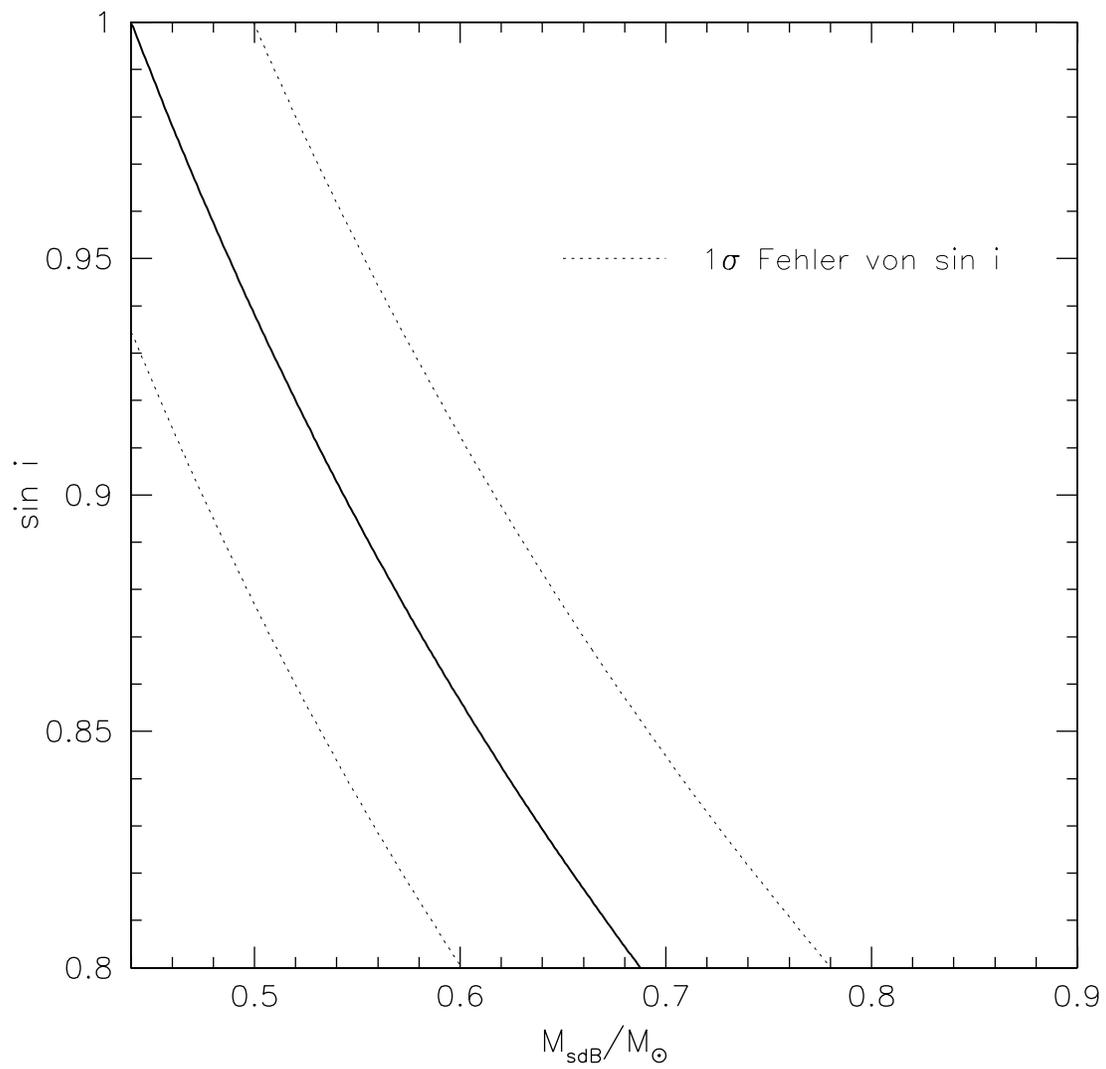


Abbildung 10.1: $\sin i$ des Doppelsternsystems aufgetragen über den freien Parameter M_{sdB} . Der Massenbereich ist durch die Forderung $\sin i \leq 1$ eingeschränkt.

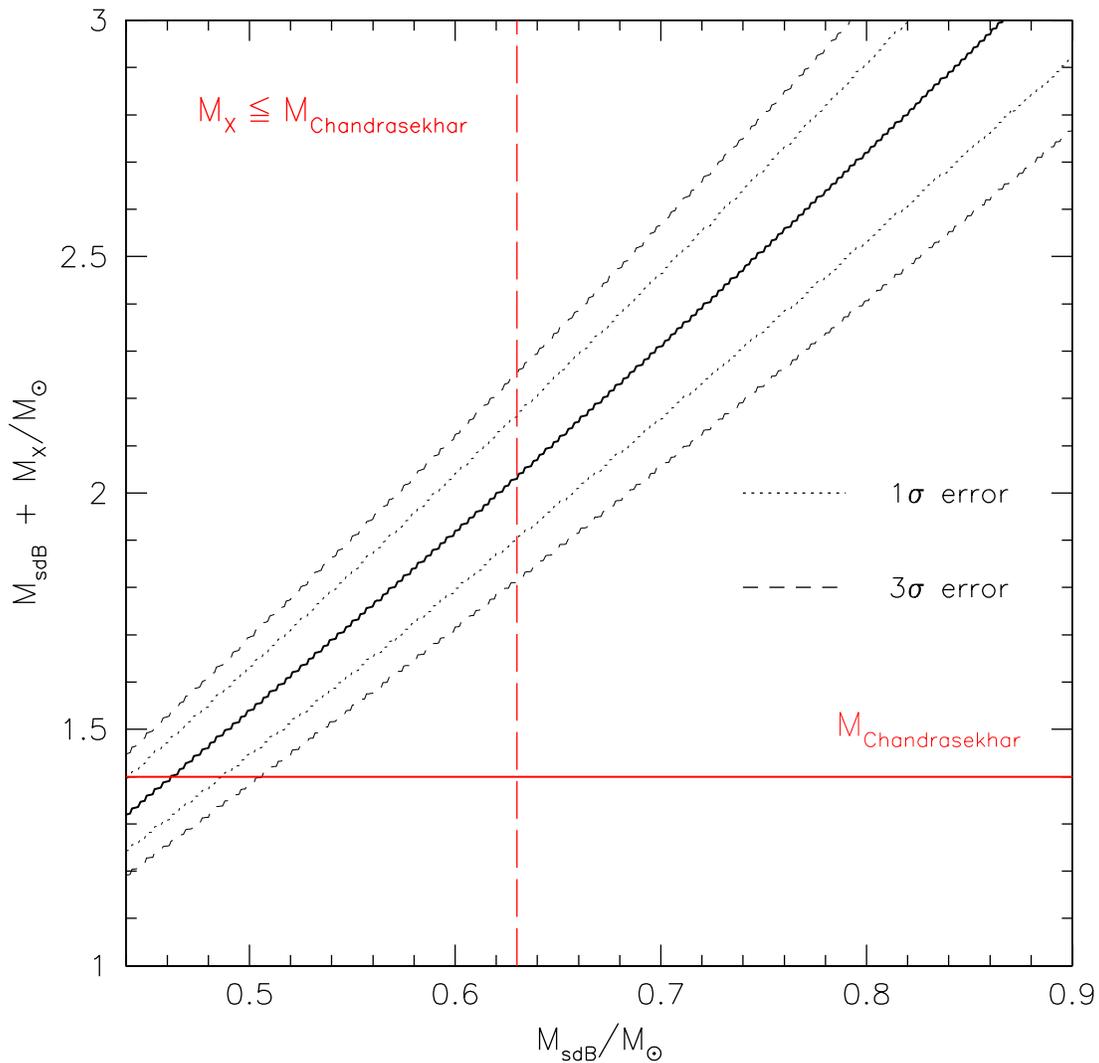


Abbildung 10.2: Gesamtmasse des Doppelsternsystems aufgetragen über den freien Parameter M_{sdB} . Die vertikale, gestrichelte Linie kennzeichnet den Wert, an dem die Begleitermasse M_X das Chandrasekharlimit überschreitet. Links davon wäre der Begleiter ein Weißer Zwerg, im rechten Bereich ein Neutronenstern.

10.2 Inklinationwinkel

Trägt man $\sin i$ gegen M_{sdB} auf (Abb. 10.4), so ist deutlich zu erkennen, dass der Inklinationwinkel an der Massenuntergrenze nahe bei 90° liegt. Da die Separation des Systems sehr gering und der Radius des sdBs wesentlich größer als der des Begleiters ist, erfolgt eine Bedeckung innerhalb eines gewissen Winkelbereichs. Aus geometrischen Überlegungen heraus kann der Bereich von $\sin i$ abgeschätzt werden, in dem eine Bedeckung des sdBs durch den Begleiter erfolgen sollte. Kennt man den Radius des sdBs R sowie die Separation des Systems A und nimmt man den Begleiter als punktförmig an, was bei einem Weißen Zwerg plausibel erscheint, so kann man

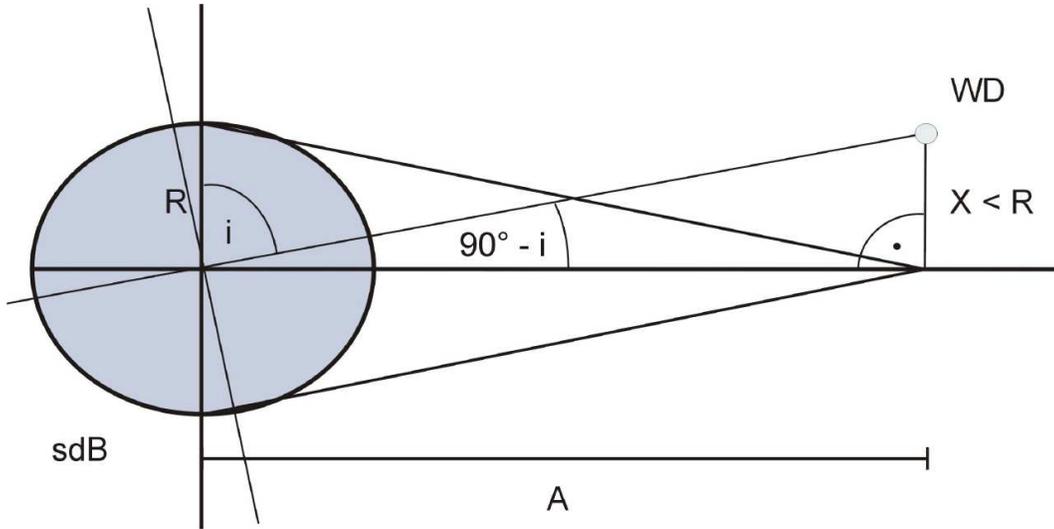


Abbildung 10.3: Schematische Darstellung des Bedeckungsbereichs

den Grenzwinkel für eine Bedeckung berechnen.

Aus Abb. 10.3 ist unmittelbar folgender Zusammenhang erkennbar:

$$\frac{X}{A} = \tan(i - 90^\circ) \quad (10.1)$$

Eine Bedeckung erfolgt für $X \leq R$. Daraus ergibt sich für den Grenzwinkel

$$\frac{R}{A} = \tan(i_{\text{Bedeckung}} - 90^\circ) \quad (10.2)$$

und nach ein Paar trigonometrischen Umformungen

$$\sin i_{\text{Bedeckung}} = \frac{A}{\sqrt{R^2 + A^2}} \quad (10.3)$$

Den Radius R liefert die Masse-Radius-Beziehung (Gleichung 6.2), die Separation A kann aus den Gleichungen 10.4 und 10.5 unter der Annahme von Kreisbahnen bestimmt werden (Heber et al. 2004).

$$a_1 = 13751 \times K_1 \times P / \sin i \quad (10.4)$$

$$A = a_1 + a_2 = \left(1 + \frac{M_{\text{sdB}}}{M_X}\right) \times a_1 \quad (10.5)$$

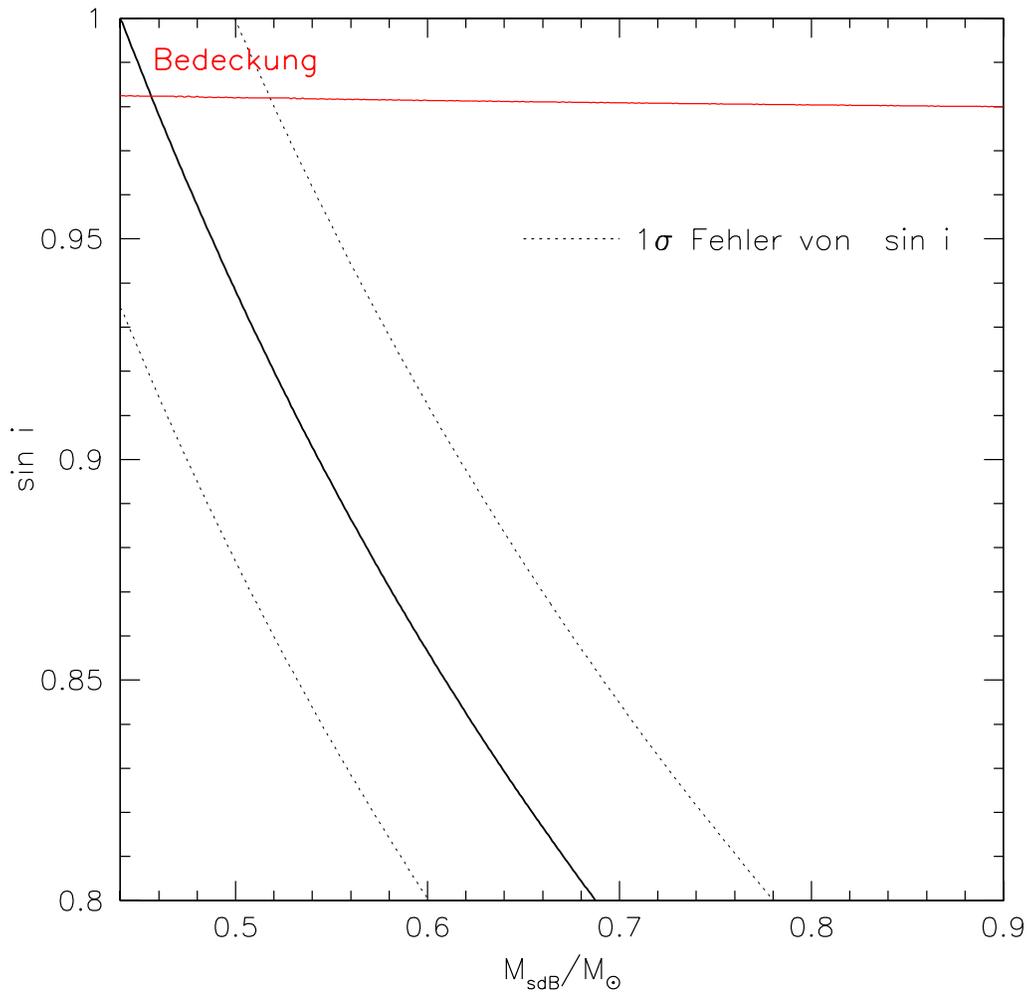


Abbildung 10.4: $\sin i$ des Doppelsternsystems aufgetragen über den freien Parameter M_{sdB} . Die gestrichelte Linie ist der 1σ Fehler von $\sin i$.

Wie in Abb. 10.4 zu erkennen ist, überlappen sich Bedeckungsbereich und Inklinationwinkel des Systems für niedrige Massen des sdB. Eine Fehlerfortpflanzung unter Berücksichtigung des Fehlers in R und A führt zu einem sehr großen Fehler für den Bedeckungsbereich, der aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt ist. Es besteht also die realistische Möglichkeit, dass es sich bei KPD 1930+2752 um einen Bedeckungsveränderlichen handelt (vgl. KPD 0422+5421 Orosz und Wade 1999). Im Falle einer Bedeckung kann somit eine sdB-Masse im niedrigeren Bereich abgeschätzt werden, auch wenn der Fehler genauere Aussagen nicht zulässt.

Kapitel 11

KPD 1930+2752 als SN Ia Vorläuferkandidat

11.1 Bekannte SN Ia Vorläuferkandidaten

Mit einer Masse, die höchstwahrscheinlich jenseits des Chandrasekharlimits liegt, und einer Verschmelzungszeit von 200 Millionen Jahren erfüllt KPD 1930+2752 die Kriterien für einen SN Ia Kandidaten nach dem Double Degenerate Szenario. Im ESO Supernova Progenitor Survey (SPY) wurden über 1000 Weiße Zwerge und Subdwarfs auf Radialgeschwindigkeitsvariabilität hin untersucht. Ziel des Projektes war und ist es, Double Degenerate Systeme zu identifizieren und mögliche SN Ia Kandidaten zu finden. Bislang konnte bei zwei kurzperiodischen doppelsternen Systemen, die jeweils aus Weißen Zwergen des Spektraltyps DA bestehen, eine Gesamtmasse jenseits des Chandrasekharlimits bestimmt werden (WD 2020-425 Napiwotzki et al. 2003a, WD 0028-474 Dissertation Karl 2004). Allerdings sind in beiden Fällen die Fehler so hoch, dass Nachbeobachtungen nötig sind, um letzte Zweifel auszuräumen.

KPD 1930+2752 ist damit einer von drei bekannten Kandidaten für das Double Degenerate Szenario, dessen Parameter allerdings dank der Quantität und Qualität der verfügbaren Daten mit hoher Genauigkeit bestimmt werden konnten. Mit einer Periode von weniger als 0,1 d ist KPD 1930+2752 zudem der Kandidat mit der kürzesten Verschmelzungszeit (Abb. 11.1).

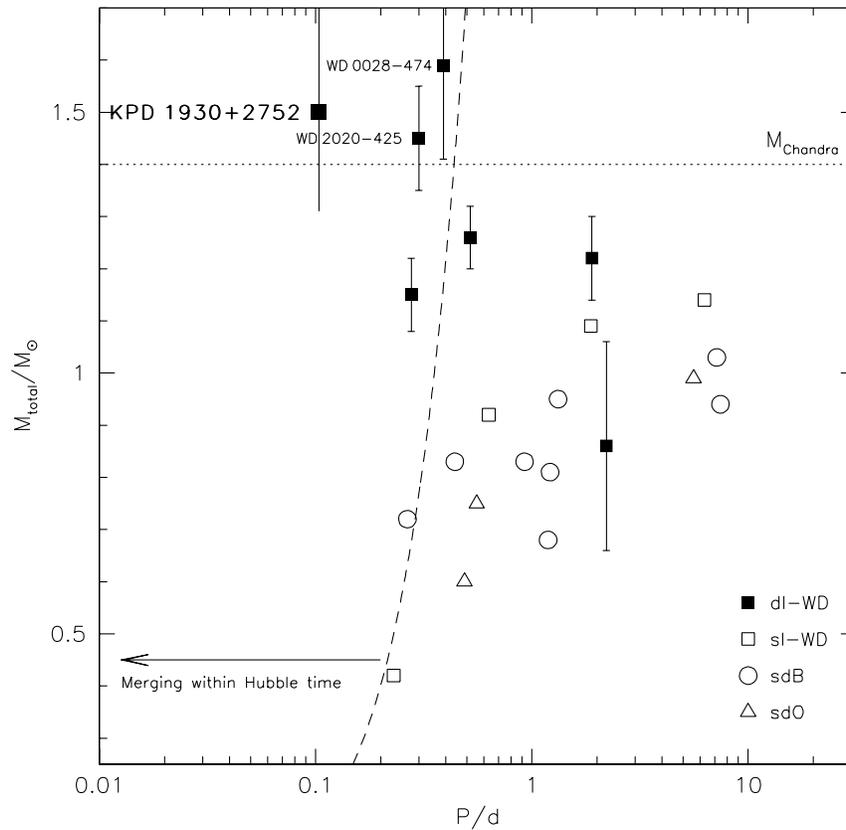


Abbildung 11.1: Bekannte Double Degenerate Systeme aus dem SPY-Projekt (Napiwotzki et al. 2003, Dissertation Karl 2004)

11.2 Single oder Double Degenerate Szenario?

Auch wenn KPD 1930+2752 die Kriterien für einen SN Ia Vorläufer Kandidaten erfüllt, ist damit die Endphase seiner Evolution noch nicht abschließend geklärt. Ergma et al. modellierten mit den Parametern von Maxted et al. 2000 das System und kamen zu dem Schluss, dass sich zwar der sdB rechtzeitig zum Weißen Zwerg entwickelt, der Merger aber dennoch nicht zu einer SN Ia führen wird. Als Grund dafür wurde die He-Schicht des masseärmeren Weißen Zwerges angeführt, die auch nach Abschluss des Heliumbrennens als stellare Hülle übrigbleibt. Nach den Rechnungen von Ergma et al. sollten ca. $0,04 M_{\odot}$ Helium in der Hülle verbleiben, genug um bei der Akkretion auf den massereichen Weißen Zwerg zur Zündung zu kommen. Unabhängig davon, ob dieses Helium kurz vor dem Merger stabil oder während der Verschmelzung dynamisch instabil von dem massereichen Begleiter akkretiert würde, käme es zu einer Zündung dieses Materials außerhalb des Kerns und damit nicht zu einer SN Ia. Endprodukt dieses Vorgangs wäre je nach Massenverlust während des Mergers entweder ein sehr massiver Weißer Zwerg, der aus O, Ne und Mg besteht, oder aber ein Neutronenstern (Ergma et al. 2001).

Neueste Simulationen von Han und Podsiadlowski auf der Basis der hier publizierten Daten eröffnen allerdings noch eine andere Möglichkeit. Demnach kommt es bereits bei $M_{sdB} \geq 0,45 M_{\odot}$

zu einem stabilen Massenübertrag vom sdB auf den Weißen Zwerg, wobei sich der Massenverlust an die Umgebung derart in Grenzen hält, dass der Weiße Zwerg Masse akkretieren kann. Die geschätzte Lebensdauer des sdBs auf dem EHB liegt nämlich bei ca. 100 Millionen Jahren, die Verschmelzungszeit bei ca. 200 Millionen Jahren. Der sdB füllt bereits einen großen Teil seines Roche Lobes aus (Abb. 11.2). Schrumpft der Roche Lobe, wenn sich die beiden Sterne aufgrund der Abstrahlung von Gravitationswellen näher kommen, und vergrößert sich der sdB Radius aufgrund seiner Entwicklung weg vom EHB, so kann der sdB Materie auf den Weißen Zwerg übertragen, bevor er sich selbst zu einem solchen Objekt entwickelt. Damit öffnet sich der Single Degenerate Kanal für eine SN Ia, der umso wahrscheinlicher wird, je massereicher der sdB und damit automatisch auch der Weiße Zwerg ist. Fehlt dem Begleiter nämlich nur noch wenig Masse zum Chandrasekharlimit, so benötigt er kaum noch Material vom sdB, um es zu überschreiten (Han, Podsiadlowski priv. comm.). Ein Anzeichen für einen bereits stattfindenden Massenübertrag wäre wie im Falle der Soft-X-Ray Sources weiche Röntgenstrahlung. Der Nachweis solcher Strahlung könnte auch Rückschlüsse auf Radius und damit Masse des sdBs erlauben, da er bei hohem Massenübertrag wohl einen Großteil seines Roche Lobes ausfüllen würde. Benutzt man die Näherungsformel von Eggleton für den effektiven Radius des Roche Lobes (Eggleton 1983), in die das Massenverhältnis eingeht, und behandelt wiederum die sdB-Masse als freien Parameter, so stellt sich heraus, dass der Stern an der Massenuntergrenze über zwei Drittel seines Roche Lobes ausfüllt (Abb. 11.2). Möglicherweise kann es aufgrund von Sternwinden bereits zu einem messbaren Massentransfer auf den Begleiter kommen.

Nicht gänzlich außer Acht gelassen werden darf die Möglichkeit, dass es sich bei dem Begleiter nicht um einen Weißen Zwerg, sondern ein anderes massives Objekt handelt. In Frage käme ein Neutronenstern. Allerdings wären von einem solchen Objekt starke Röntgenemissionen zu erwarten. Ist der Neutronenstern jedoch genügend alt und ausgekühlt, so ist auch keine nicht-thermische Strahlung mehr zu erwarten. Ein Schwarzes Loch als Begleiter würde zu einer unrealistisch hohen Masse für den sdB führen, die nur schwer theoretisch zu erklären wäre. Mit dem zweifelsfreien Nachweis einer Bedeckungsveränderlichkeit könnten diese Möglichkeiten sofort ausgeschlossen werden. Weder ein Neutronenstern mit einem Radius $R_N \approx 15$ km noch ein Schwarzes Loch wären in der Lichtkurve nachzuweisen.

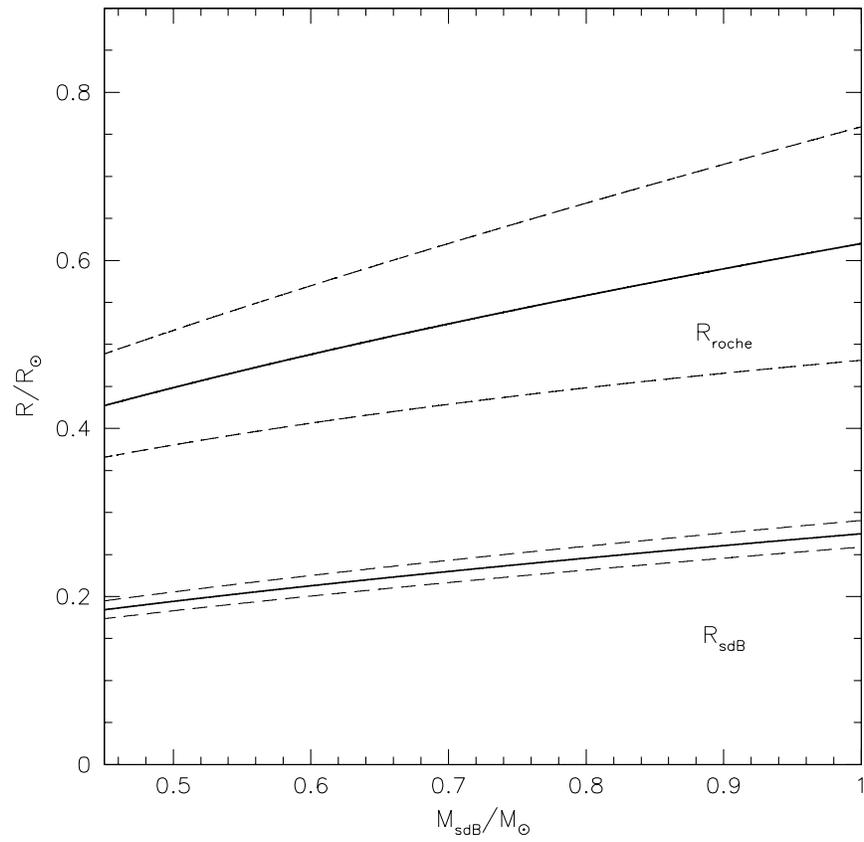


Abbildung 11.2: Radius des sdBs und seines Roche Lobes aufgetragen über der sdB-Masse.

Kapitel 12

Ausblick: Bedeckungsveränderlichkeit

Wie bereits oben erläutert, besteht die Chance für eine Bedeckungsveränderlichkeit von KPD 1930+2752, die allerdings aufgrund des geringen Radius eines massereichen Weißen Zwerges, der elliptischen Verformung und der Pulsationen nur sehr schwer zu detektieren sein dürfte. Aus der bereits publizierten Lichtkurve (Billères et al. 2000) Anzeichen für eine Bedeckung herauszulesen, ist zwar möglich, aber keineswegs eindeutig (Abb. 12.1). G. Fontaine, der über weitere unpublizierte Daten vom Canada-France-Hawaii-Telescope (CFHT) verfügt, meinte allerdings deutlichere Anzeichen erkennen zu können (Fontaine priv. comm.). Das Rätsel kann wohl nur durch eine neue Beobachtung mit möglichst hoher Zeitauflösung und Empfindlichkeit gelöst werden. Wie ein solcher Nachweis aussehen könnte, ist an der Lichtkurve des ebenfalls ellipsoidal verformten sdB+WD Doppelstern KPD 0422+5421 zu erkennen (Abb. 12.2). Eine absolute Bestimmung der Massen und aller anderen verknüpften Parameter wäre dann möglich.

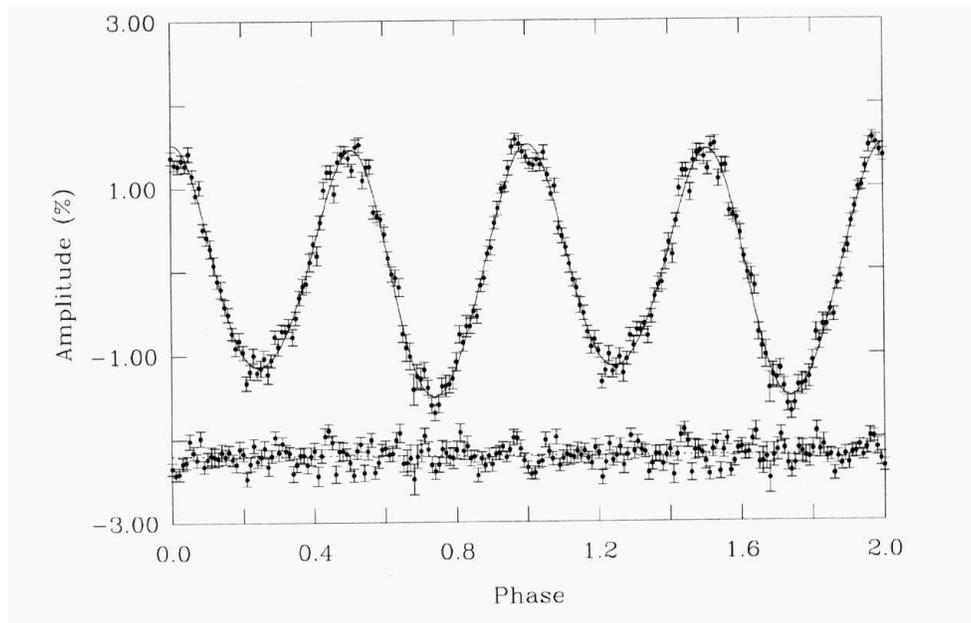


Abbildung 12.1: Lichtkurve von KPD 1930+2752, von der die 44 Pulsationsmoden abgezogen wurden (unten). Das zweite Minimum scheint tiefer zu liegen als das erste, was ein Hinweis auf eine Bedeckung sein könnte (Billères et al. 2000)

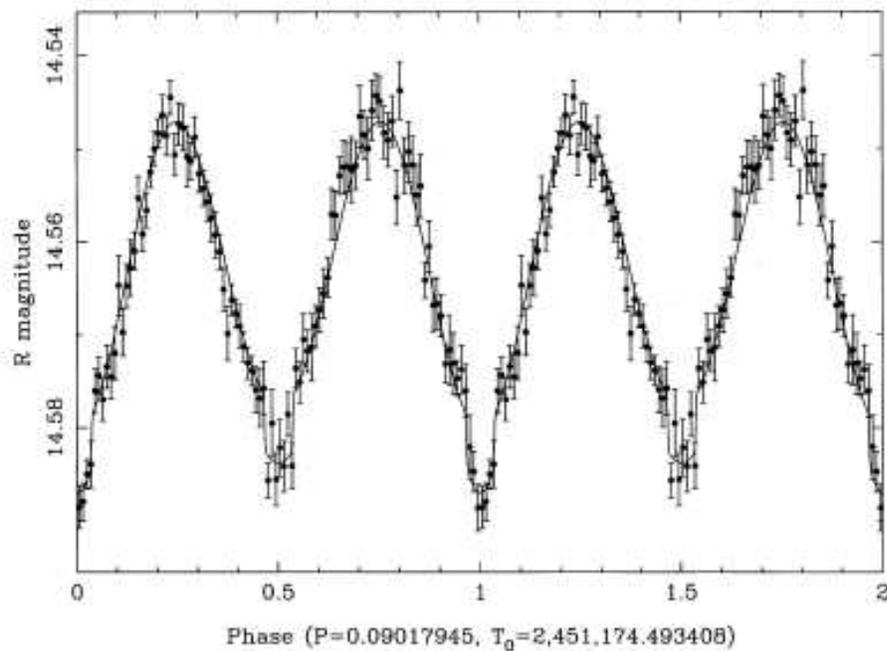


Abbildung 12.2: Lichtkurve von KPD 0422+5421 im R-Band. Deutlich ist die Vertiefung zu erkennen, die die Sinuskurve im zweiten Minimum überlagert (Orosz et al. 1999). Die Definition des Phasenlage unterscheidet sich von der in Abb. 12.1.

Kapitel 13

Zusammenfassung

KPD 1930+2752 wurde im Jahre 1986 entdeckt und anhand einer photometrischen Untersuchung als sdB klassifiziert (Downes 1986). Eine spektroskopische Nachuntersuchung (Saffer et al. 1995) erlaubte eine erste Bestimmung seiner atmosphärischen Parameter. Diese lagen innerhalb des kurz danach postulierten Instabilitätsbereich für sdBs (Charpinet et al. 1996). In der Lichtkurve konnten 44 kurzperiodische Pulsationen nachgewiesen werden sowie eine starke langperiodischen Variation, die als ellipsoidale Verformung des sdBs erklärt werden konnte (Billères et al. 2000). Eine solche Verformung kann durch die starke Gravitationsanziehung eines nahen und massiven Begleiters hervorgerufen werden. Die Variabilität der Radialgeschwindigkeit mit der korrekten Periode konnte durch zeitaufgelöste Spektroskopie nachgewiesen werden. Ein Begleiter war im Spektrum nicht sichtbar, ein Weißer Zwerg wurde als wahrscheinlich angesehen. Die Massenfunktion lieferte verbunden mit der Annahme einer kanonischen sdB-Masse eine Gesamtmasse für das System, die oberhalb des Chandrasekharlimits lag. Dieser Befund zusammen mit der kurzen Umlaufperiode machten KPD 1930+2752 zu einem aussichtsreichen Kandidaten für einen SN Ia Vorläufer nach dem Double Degenerate Szenario (Maxted et al. 2000). Da die Inklination des Systems nicht bekannt war, konnten allerdings nur Massenuntergrenzen für den Begleiter angegeben werden. Außerdem zeigten neuere Simulationsrechnungen (Han et al. 2002, 2003), dass die Annahme einer kanonischen sdB-Masse nicht uneingeschränkt gerechtfertigt ist. Motivation dieser Arbeit war eine Überprüfung der Hypothese anhand neuer, umfangreicher spektroskopischer Daten. Zu diesem Zweck wurden im Juli 2004 mit dem CAFOS-Spektrographen am Calar Alto insgesamt 150 Einzelspektren mit niedriger Auflösung aufgenommen. Aus diesen Daten und mit Hilfe neuer synthetischer Spektren konnten die zugänglichen Parameter des sdBs mit bislang unerreichter Genauigkeit bestimmt werden (Tab 13.1).

Das größte Problem aller bisherigen Untersuchungen lag darin, dass der Inklinationswinkel unbestimmt blieb. Hier setzte unsere Studie an. Da der sdB gebunden rotiert, konnte aus der Messung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit auf die Inklination geschlossen werden. Zu diesem Zweck wurden 200 hochaufgelöste Spektren mit dem größten optischen Teleskop der Welt, dem Keck Teleskop auf Hawaii, gewonnen. Neben den orbitalen Parametern konnte daraus erstmals die projizierte Rotationsgeschwindigkeit mit hoher Genauigkeit bestimmt werden (Tab. 13.1). Damit verbleibt die Masse des sdBs als einziger freier Parameter. In Abhängigkeit dieses Parameters konnte der Inklinationswinkel und damit die Gesamtmasse des Systems berechnet werden. Die Beschränkung des Inklinationswinkels auf den physikalisch sinnvollen Bereich und die Annahme eines Weißen Zwerges als unsichtbaren Begleiter führten zu einer möglichen Masse des sdB von $M_{sdB} = 0,44 - 0,63 M_{\odot}$ und einer Gesamtmasse des Systems, die

teilweise hochsignifikant über dem Chandrasekharlimit liegt. KPD 1930+2752 ist damit der am besten untersuchte der drei bislang bekannten SN Ia Vorläuferkandidaten für das Double Degenerate Szenario. Eine Bedeckungsveränderlichkeit des Systems ist möglich, konnte aber bislang noch nicht nachgewiesen werden. Es fanden sich Hinweise auf mögliche schwache Linien eines Begleiters im Spektrum, die allerdings keine weiter reichenden Schlüsse erlaubten.

Auch wenn das Double Degenerate Szenario im Falle von KPD 1930+2752 keine SN Ia produzieren sollte (Ergma et al. 2001), ergibt sich nach neuesten Simulationen noch eine andere Möglichkeit. Für den gesamten erlaubten Massenbereich wäre demnach ein künftiger Massentransfer vom sdB auf den Weißen Zwerg möglich und so stabil, dass Akkretion stattfinden und der Weiße Zwerg die Chandrasekhar Masse überschreiten könnte. Damit würde KPD 1930+2752 auch zu einem Vorläuferkandidaten für den Single Degenerate Kanal (Han, Podsiadlowski priv. comm.).

In Abb. 13.1 ist die mögliche Evolution des Systems nochmals schematisch dargestellt.

Tabelle 13.1 Parameter von KPD 1930+2752

$T_{\text{eff}}(\text{K}) = 35500 \pm 500$
$\log g = 5,56 \pm 0,05$
$\log y = -1,45 \pm 0,02$
$\gamma(H_{\alpha})(\text{kms}^{-1}) = 5 \pm 1$
$K(\text{kms}^{-1}) = 341 \pm 1$
$P(\text{d}) = 0,0950933 \pm 0,0000015$
$v_{\text{rot}} \sin i(\text{kms}^{-1}) = 97 \pm 3 (1\sigma)$
$97 \pm 9 (3\sigma)$

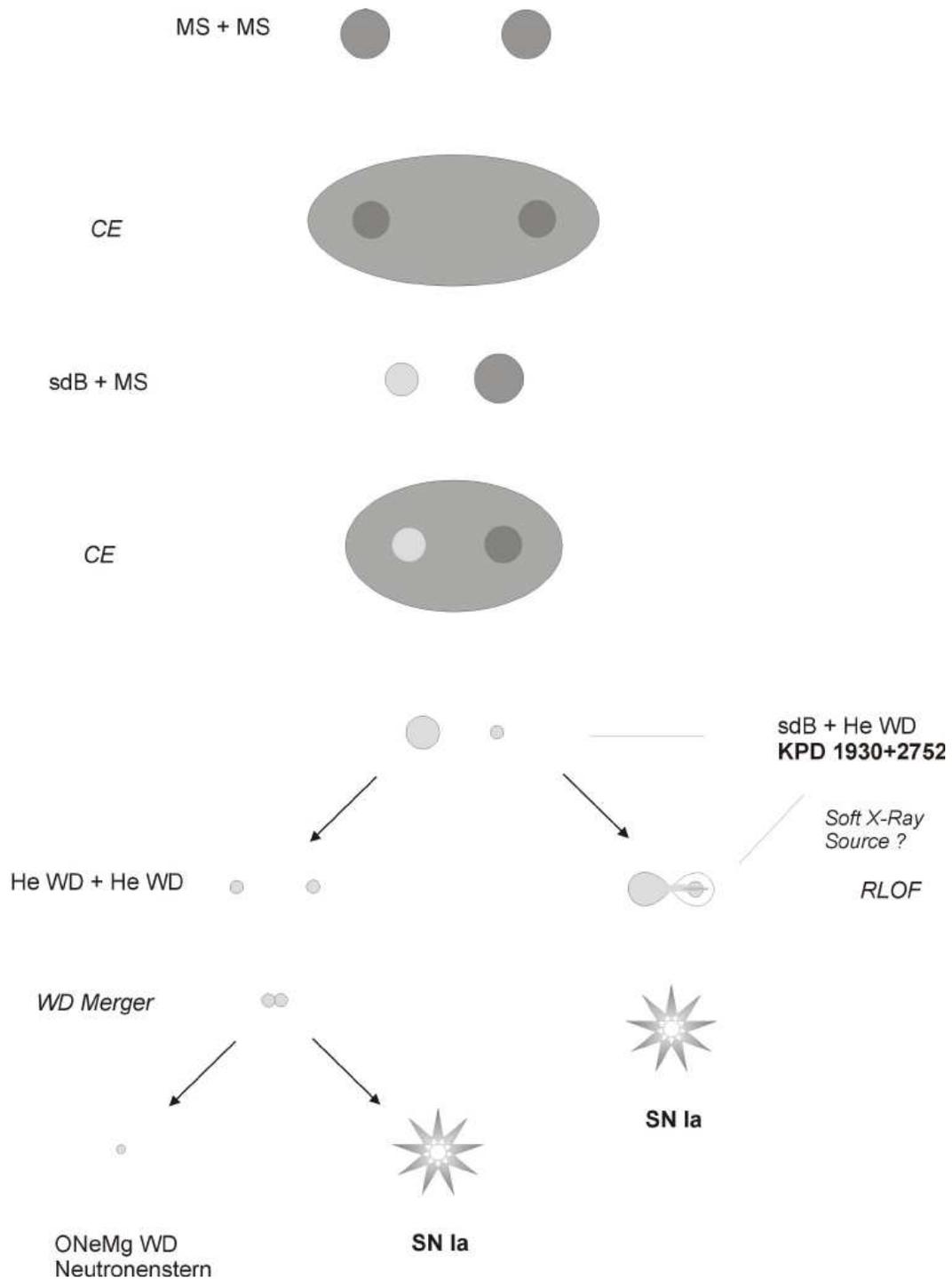


Abbildung 13.1: Schematische Darstellung der möglichen Entwicklungsstadien von KPD 1930+2752.

Anhang A

Doppellinigkeit?

Eine weitere Möglichkeit, das Problem vollständig zu lösen, wäre die Vermessung von Spektrallinien des Begleiters. Lediglich die Bestimmung der RV-Amplitude des Weißen Zwerges wäre notwendig, um mit Gleichung 2.2 die letzten Unbekannten zu eliminieren. Auch in diesem Fall könnten die absoluten Massen und damit alle relevanten Parameter bestimmt werden. Daher wurde ein Versuch unternommen, eine spektrale Signatur des Begleiters zu finden. Dies gestaltete sich angesichts des hohen Rauschpegels in den Einzelspektren schwierig. Zunächst einmal konnten erwartungsgemäß keine spektralen Anzeichen für einen Hauptreihenstern entdeckt werden. Ein solches Objekt konnte bereits durch die Roche-Geometrie ausgeschlossen werden. Alle sichtbaren Linien lassen sich dem sdB zuordnen.

Die verfügbaren photometrischen Daten (Downes 1986, Wesemael et al. 1992, Allard et al. 1994, 2MASS Katalog) wurden mit dem von Downes angenommenen Rötungskoeffizienten korrigiert und mit einem Modellspektrum verglichen. Der Flussverlauf stimmt auch im roten Bereich mit einem theoretischen Spektrum für die Parameter des sdB überein. Ist der gesuchte Begleiter sichtbar, so kann es sich also nicht um ein kühles Objekt handeln (Abb. A.1).

Nur bei einem heißen Objekt, dessen Linien von denen des sdB geblendet werden, besteht also die Möglichkeit der Doppellinigkeit. Da es sich um einen schweren Begleiter handeln muss, sollte die RV-Variation nicht sehr groß sein. Außerdem wird er in jedem Fall vom weitaus leuchtkräftigeren sdB überstrahlt. Dies führt dazu, dass allenfalls dann eine Chance besteht, den Begleiter zu sehen, wenn sich der sdB nahe seines RV-Maximums befindet, d.h. wenn seine Linien möglichst weit von der Ruhewellenlänge entfernt sind. Da sich der sdB aber pro Umlauf insgesamt nur ca. 20 Minuten in seinen RV-Maxima befindet, sind mögliche Linien des Begleiters nur in wenigen Einzelspektren zu erwarten. Coaddiert man die HIRES-Spektren für die RV-Maxima und Minima separat, so ist das Signal zu Rauschen Verhältnis zu gering, um zweifelsfrei einen Begleiter ausmachen zu können. Betrachtet man jedoch das RV-korrigierte und gemittelte Spektrum, so fällt eine Asymmetrie bei den stärksten Balmerlinien H_α und H_β auf. Es könnte sich dabei um verschmierte, schwache Absorptionslinien handeln, die eine Spur im gemittelten Spektrum hinterlassen (Abb. A.2, A.3). Bei einem Begleiter würde man allerdings in der Regel Features auf beiden Seiten der Linien erwarten und nicht nur dann, wenn die Linien des sdBs maximal blauverschoben sind.

Um diesen Befund zu überprüfen, wurden die anderen verfügbaren hochaufgelösten Spektren zum Vergleich herangezogen, die zwar mit kleineren Teleskopen, aber dafür mit einer wesentlich längerer Belichtungszeit als die HIRES-Spektren aufgenommen wurden. Zufälligerweise befand sich der sdB bei der zweiten UVES-Aufnahme in der Nähe der maximalen Blauverschiebung

(Abb. 8.9). Aufgrund der Qualität des Spektrums konnte nur die H_{β} -Linie untersucht werden. Auch hier kann man ein Feature am rechten Flügel der Linie erkennen, das man als Spur eines Begleiters interpretieren könnte (Abb. A.4). Allerdings ist das Rauschen in diesem Fall zu hoch für eine eindeutige Identifikation oder gar Messung der Radialgeschwindigkeit. Außerdem standen uns noch die Spektren von Maxted et al. zur Verfügung. Auch hier konnte in dem Einzelspektrum ein ähnlicher Effekt bei H_{α} beobachtet werden, in dem die sdB-Linien maximal blauverschoben waren. Kein anderes der insgesamt 25 Spektren zeigt ein ähnliches Feature (Abb. A.5).

Somit liefern drei unabhängige Beobachtungen mit unterschiedlichen Teleskopen und Detektoren zu unterschiedlichen Zeiten Hinweise auf schwache Absorptionslinien, die sich nur zeigen, wenn sich der sdB mit maximaler Geschwindigkeit auf uns zu bewegt. Ein systematischer Fehler kann weitgehend ausgeschlossen werden und die Fehldeutung statistischer Schwankungen ist damit ebenfalls äußerst unwahrscheinlich. Ob es sich tatsächlich um einen Begleiter handelt, darüber kann aufgrund dieses Befundes keine Aussage getroffen werden. Die Gravitationsrotverschiebung eines schweren Objektes könnte zumindest erklären, warum die Linien sich nur bei maximaler Blauverschiebung zeigen. Sie führt nämlich zu einer scheinbaren Änderung der Systemgeschwindigkeit des Begleiters und damit einer Verschiebung der Ruhewellenlänge um bis zu $1 - 2 \text{ \AA}$ in den roten Bereich. Auch bei maximaler Rotverschiebung der sdB-Linien könnten daher die Linien des Begleiters noch geblendet sein, während sie sich bei maximaler Blauverschiebung zeigen würden (Abb. A.6, A.7). In Frage kämen die NLTE-Kerne der Balmer-Linien eines heißen Weißen Zwerges oder die He-Linien eines He-WD. Warum ein solcher Begleiter allerdings nicht zum Fluss beiträgt, bleibt rätselhaft. Denkbar wäre auch kühles Wasserstoffgas, etwa ein Überbleibsel der letzten Common-Envelope-Phase oder aber Material, das vom Begleiter akkretiert wird. Allerdings sollte eine solche Gaswolke vom sdB ionisiert werden und im Rekombinationsleuchten Emissionslinien zeigen. Eine Nachbeobachtung mit einem großen Teleskop und einer Belichtungszeit, die möglichst nahe an die 10 Minuten herankommt, während derer sich der sdB mit maximaler Geschwindigkeit auf uns zu bewegt, könnte das Feature klarer zu Tage fördern und würde im günstigsten Fall eine Messung der Radialgeschwindigkeit ermöglichen.

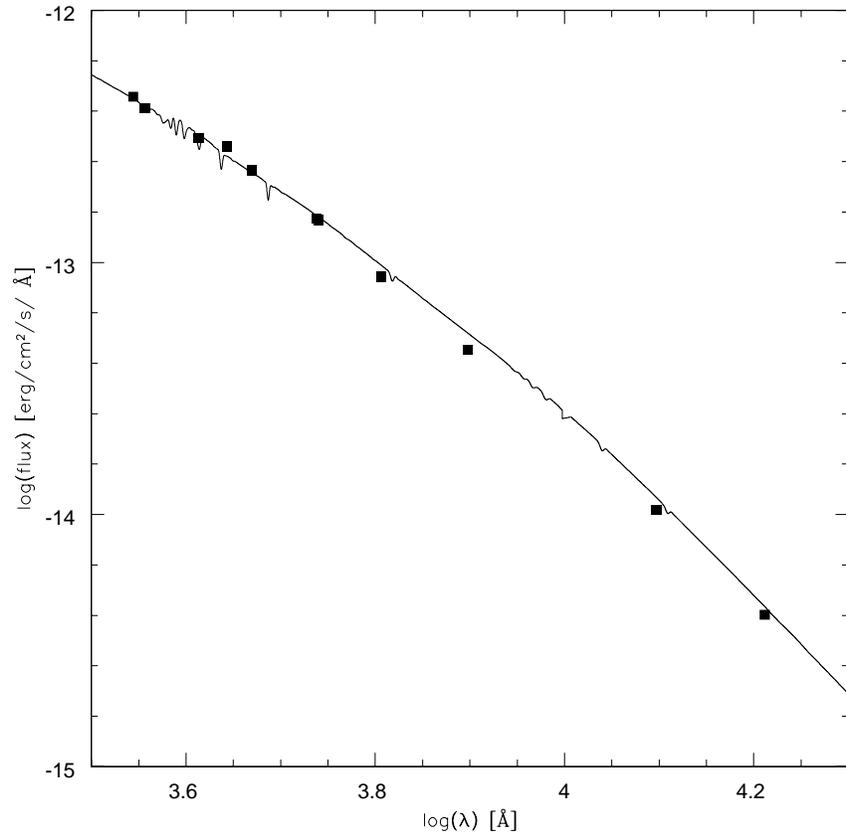


Abbildung A.1: Flussverlauf aus den photometrischen Daten von KPD 1930+2752. Das theoretische gerötete Spektrum (durchgezogene Linie) stimmt mit den Beobachtungen (Rechtecke) überein. Ein kühler Begleiter könnte sich durch einen Infrarotexzess verraten.

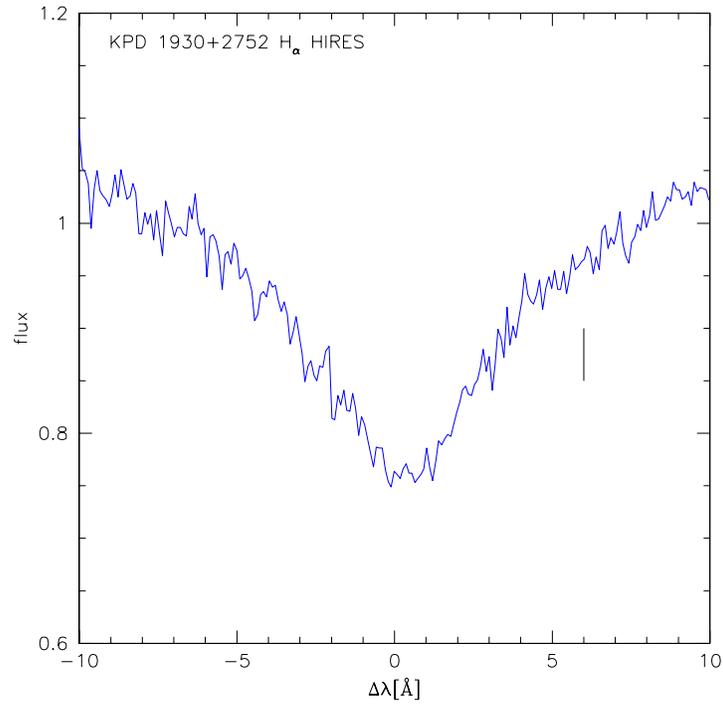


Abbildung A.2: H_α -Linie des RV-korrigierten und gemittelten HIRES-Spektrums.

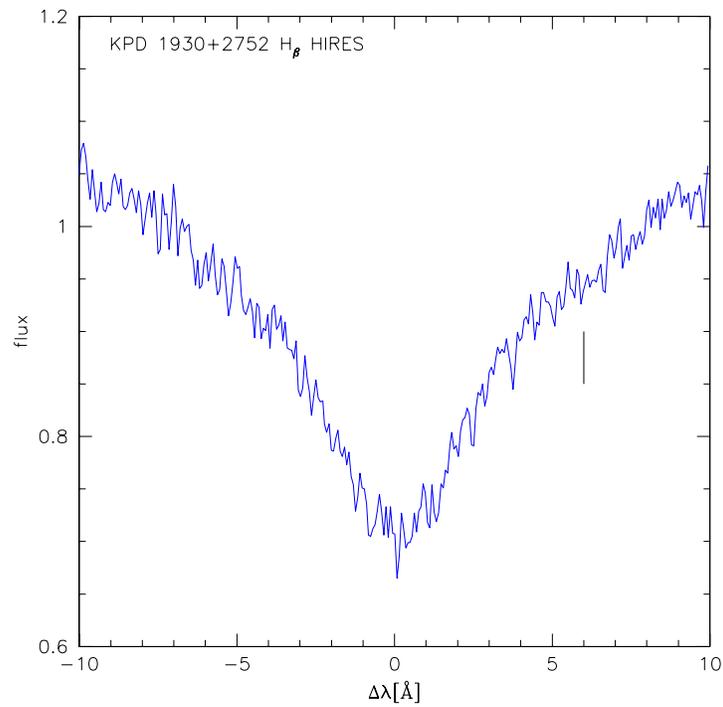


Abbildung A.3: H_β -Linie des RV-korrigierten und gemittelten HIRES-Spektrums.

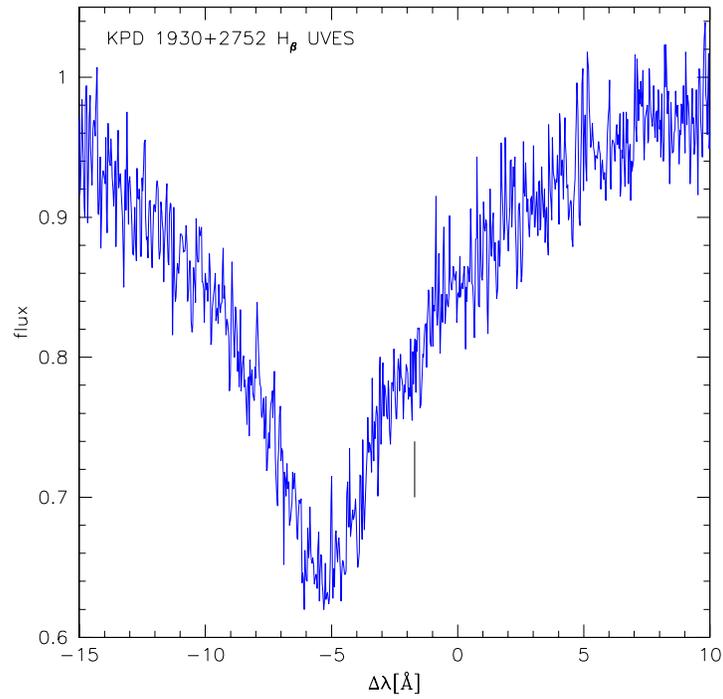


Abbildung A.4: H_{β} -Linie des UVES-Spektrums.

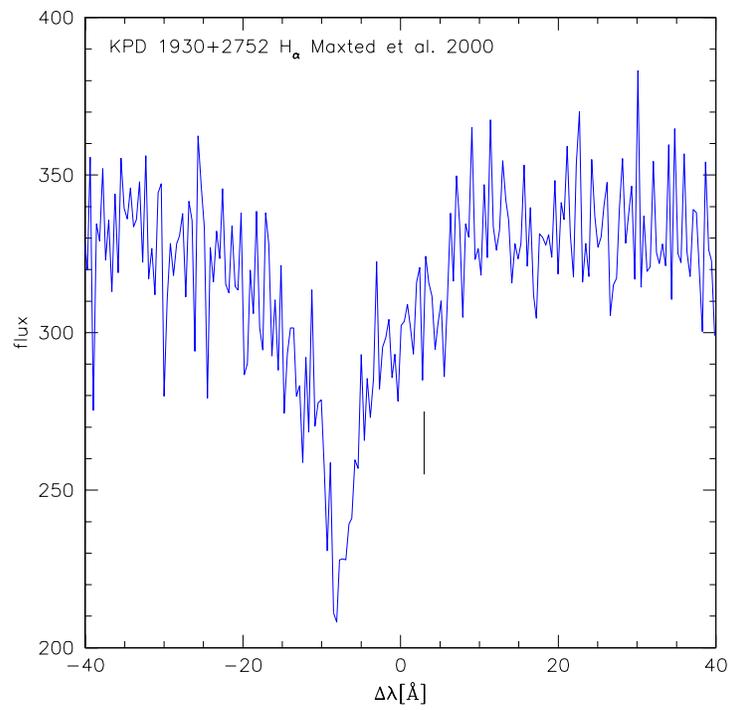


Abbildung A.5: H_{α} -Linie des Einzelspektrums von Maxted et al. 2000

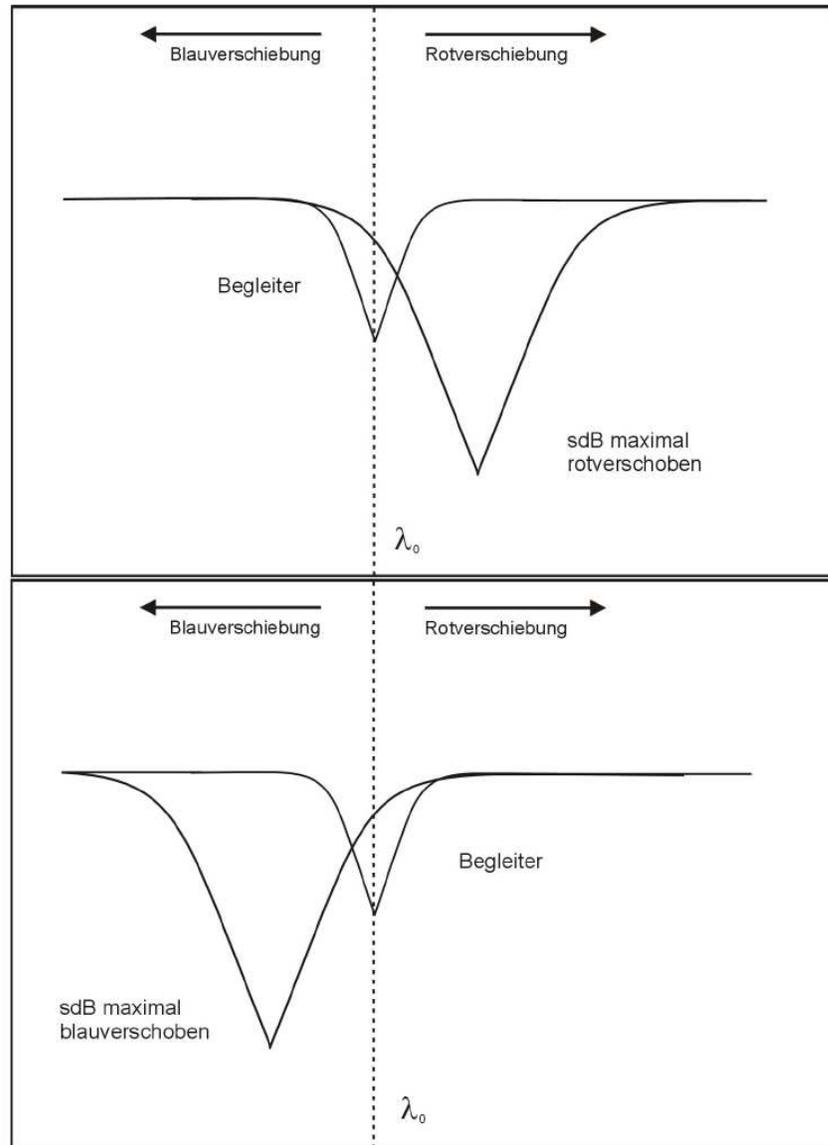


Abbildung A.6: Geblendete Linien eines lechtschwachen Begleiters sollten sowohl bei maximaler Rot-, als auch bei maximaler Blauverschiebung des sdBs zu sehen sein.

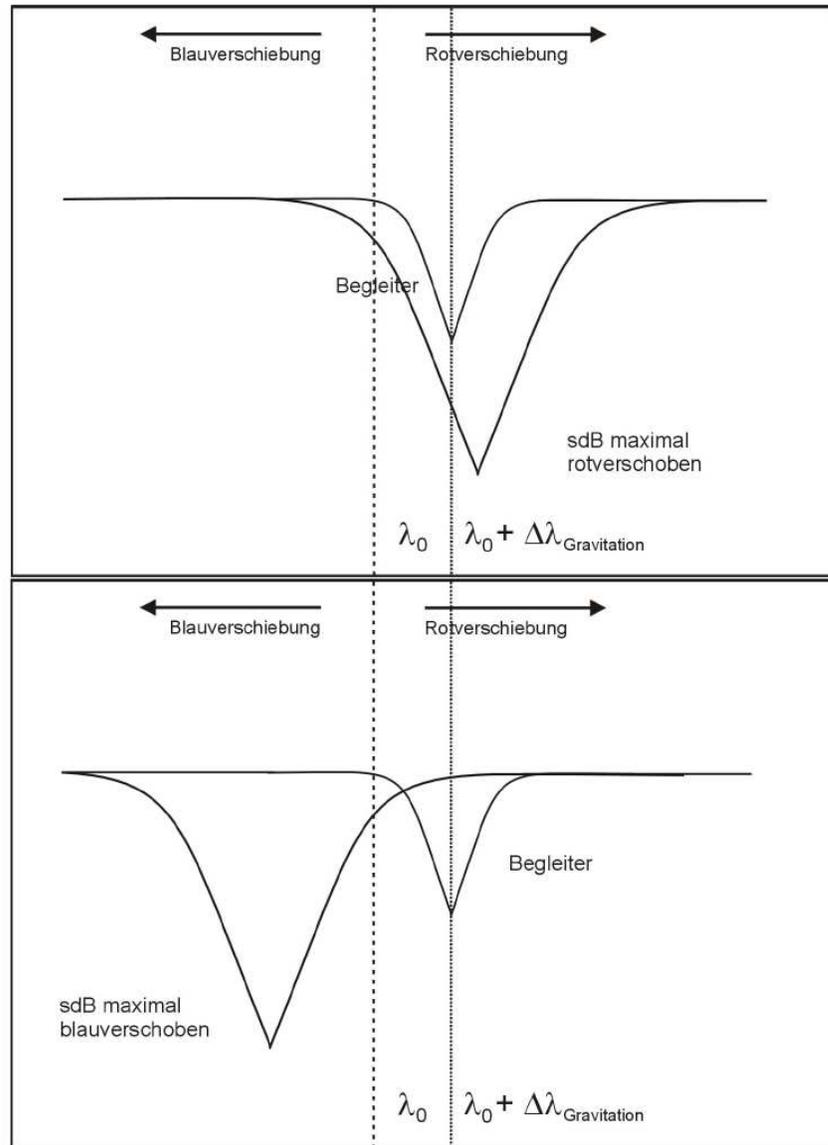


Abbildung A.7: Ist der Begleiter ein massives Objekt, so kommt es zu Gravitationsrotverschiebung und der Begleiter erscheint nur noch bei maximaler Blauverschiebung des sdBs.

Literaturverzeichnis

- Allard F., 1986, M. Sc. thesis, Universite de Montreal
- Allard F., Wesemael F., Fontaine G., et al., 1994, AJ 107, 1565
- Aznar Cuadrado R., Jeffery C. S., 2001, A&A 368, 994
- Bahcall N. A., Fan X., 1998, ApJ 504, 1
- Bennett C. L., et al., 2003, ApJS 148, 1
- Billères M., Fontaine G., Brassard P., et al., 2000, ApJ 530, 441
- Branch D., 1998, ARA&A 36, 17
- Brassard P., Fontaine G., Billères M., et al., 2001, ApJ 563, 1013
- Charpinet S., Fontaine G., Brassard P., et al. 1996, ApJ 471, L103
- Charpinet S., 2005, in Proc. of the Second Meeting on Hot Subdwarf Stars (unpubliziert)
- Downes R. A., 1986, ApJS 61, 569
- Dreizler S., Heber U., Werner K., et al., 1990, A&A 235, 234
- Edelmann H., 2003, Dissertation, Friedrich Alexander Universität Erlangen-Nürnberg
- Ferguson D. H., Green R. F., Liebert J., 1984, ApJ 287, 320
- Eggleton P. P., 1982, ApJ 268, 368
- Ergma E., Fedorova A. V., Yungelson L. R., 2001, A&A 376, L9
- Filippenko A. V., et al., 1992a, AJ 104, 1543
- Filippenko A. V., et al., 1992b, ApJ 384, L15
- Filippenko A. V., Riess A. G., 2000, in Type Ia Supernovae: Theory and Cosmology, Cambridge Univ. Press, ed. Niemeyer J. C., Truran J. W., 1
- Fließbach T., 2003, Allgemeine Relativitätstheorie, Spektrum Akad. Verlag
- Friedmann A., 1922, Zeitschrift für Physik 10, 377

Friedmann A., 1924, *Zeitschrift für Physik* 21, 326

Green E. M., et al., 2003a, *ApJ* 583, L31

Green R. F., Schmidt M., Liebert J., 1986, *ApJS* 61, 305

Greiner J., Hasinger G., Kahabka P., 1991, *A&A* 241, L17

Groth H. G., Kudritzki R. P., Heber U., 1985, *A&A* 152, 107

Hamuy M., et al., 1996a, *AJ* 112, 2391

Hamuy M., et al., 1996b, *AJ* 112, 2398

Han Z., Podsiadlowski P., Maxted P. F. L., et al., 2002, *MNRAS* 336, 449

Han Z., Podsiadlowski P., Maxted P. F. L., et al., 2003, *MNRAS* 341, 669

Hansen J., Kawaler S. D., 1994, *Stellar interiors, physical principles, structure and evolution*, Springer

Heber U., 1986, *A&A* 155, 33

Heber U., Reid I. N., Werner K., 2000, *A&A* 363, 198

Heber U., Dreizler S., Schuh S. L., et al., 2003, in *Proc. NATO Advanced Research Workshop on White Dwarfs*, ed. de Martino D., Silvotti R. et al., 105

Heber U., Drechsel H., Østensen R., et al., 2004, *A&A* 420, 251

Heber U., 2005, in *Proc. of the Second Meeting on Hot Subdwarf Stars* (unpubliziert)

Jaffe A. H., et al., 2001, *PhRvL* 86, 3475

Kahabka P. van den Heuvel E. P. J., 1997, *ARA&A* 35, 69

Karl C., 2004, *Dissertation*, Friedrich Alexander Universität Erlangen-Nürnberg

Kilkenny D., Marang F., Menzies J. W., 1994, *MNRAS* 267, 535

Kilkenny D., Koen C., O'Donoghue D., et al., 1997, *MNRAS*, 285, 640

Kilkenny D., et al., 1999, *MNRAS* 303, 525

Koen C., Kilkenny D., O'Donoghue D., et al., 1997, *MNRAS* 285, 645

Koen C., Orosz J. A., Wade R. A., 1998b, *MNRAS* 300, 695

Leibundgut B., et al., 1993, *AJ* 105, 301

Lemaitre G., 1927, *Ann. Soc. Sci. Bruxelles* A47, 49

Lisker T., 2003, *Diplomarbeit*, Friedrich Alexander Universität Erlangen-Nürnberg

Livio M., 2000, in *Type Ia Supernovae: Theory and Cosmology*, Cambridge Univ. Press, ed.

Niemeyer J. C., Truran J. W., 33

Maxted P. F. L., Marsh T. R., North R. C., 2000, MNRAS 317, L41

Moehler S., Heber U., De Boer K. S., 1990a, A&A 239, 265

Moehler S., Richter T., De Boer K. S., et al., 1990b, A&AS 86, 53

Moehler S., 2000, Habilitationsschrift, Friedrich Alexander Universität Erlangen-Nürnberg

Napiwotzki R., 1999, A&A 350, 101

Napiwotzki R., Koester D., Nelemans G., et al., 2002, A&A 386, 957

Napiwotzki R., Christlieb N., Drechsel H., et al., 2003a, ESO Msngr 112, 25

Napiwotzki R., Karl C., Lisker T., et al., 2004, Ap&SS 291, 321

O'Donoghue D., Lynas-Gray A. E., Kilkeny D., et al., 1997, MNRAS 285, 657

Orosz J. A., Wade R. A., 1999, MNRAS 310, 773

O'Toole S. J., 2004, A&A 423, L25

O'Toole S. J., Heber U., Jeffery C. S., et al., 2005, A&A (unpubliziert), astro-ph/0506722

Perlmutter S., et al., 1999, ApJ 517, 565

Phillips M. M., et al., 1992, AJ 103, 1632

Przybilla, N., 2005, in Proc. of the Second Meeting on Hot Subdwarf Stars (unpubliziert)

Reed M. A., et al., 2005, in Proc. of the Second Meeting on Hot Subdwarf Stars (unpubliziert)

Riess A. G., et al., 2004, ApJ 607, 665

Saffer R. A., Bergeron P., Koester D., et al., 1994, ApJ 432, 351

Saffer R. A., Liebert J., 1995, in Proc. 9th European Workshop on White Dwarfs, ed. Koester D., Werner K., Springer Verlag, 221

Sargent L. W., Searle L., 1968, ApJ 152, 443

Schuh S., Huber J., Green E. M., et al., 2004, in Proc. 14th European Workshop on White Dwarfs, ed. D. Koester, S. Moehler, ASP Conference Series 334, 530

Solheim J. E. et al., 2005, in Proc. of the Second Meeting on Hot Subdwarf Stars (unpubliziert)

Southwell K. A., Livio M., Charles P. A., et al., 1996, ApJ 470, 1065

Stobie R. S., Kawaler S. D., Kilkeny D., et al., 1997, MNRAS 285, 651

Stroer A., 2004, Diplomarbeit, Friedrich Alexander Universität Erlangen-Nürnberg

- Tammann G. A., Sandage A., 1995, ApJ 452, 16
- Telting J., Østensen R., 2004, A&A 419, 685
- Telting J. et al., 2005, in Proc. of the Second Meeting on Hot Subdwarf Stars (unpubliziert)
- Thejll P., Theissen A., Jimenez R., 1994, A&A 292, 457
- Turatto M., et al., 1996, MNRAS 283, 1
- Ulla A., Thejll P., 1998, A&AS 132, 1
- Unglaub K., Bues I., 2003, in Proc. Stellar Atmosphere Modeling, ed. Hubeny I., Mihalas D.,
Werner K., ASP Conference Series 288, 637
- van den Heuvel E. P. J., Bhattacharya D., Nomoto K., et al., 1992, A&A 262, 97
- Wesemael F., Fontaine G., Bergeron P., et al., 1992, AJ 104, 203
- Wolf V. M., Jeffery C. S., Pollacco D. L., 2002, MNRAS 332, 34

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen Kolleginnen und Kollegen an der Karl-Remeis-Sternwarte Bamberg bedanken, die mich in nicht zu überbietender Weise unterstützt und für ein angenehmes und freundschaftliches Arbeitsumfeld gesorgt haben. Allen voran ist hier mein Betreuer Uli Heber zu nennen, der mir ein unerwartet interessantes Thema gestellt hat, dessen Tür immer für mich offen war und der mir die Chance gibt, noch einige Jahr hier bleiben zu dürfen. Meinen Zimmergenossen Christian Karl, Heiko Hirsch und Jasmin Löbl danke ich für die teilweise recht ausgelassene Stimmung im Erdgeschoss gleich links. Norbert Przybilla, Heinz Edelmann, Simon O'Toole und wiederum Christian Karl verdanke ich die Einführung in die Kunst der Datenreduktion, Interpretation und anschließenden Diskussion. Stefan Nesslinger, unserem Fachmann am Teleskop, bin ich dankbar für viele neue Einblicke in die praktische Astronomie und hoffe, dass sich dies in Zukunft fortsetzen wird. Meinem Vorgänger Alexander Sroer danke ich für die kurze und effiziente Einführung in die Modellgitterberechnung. Horst Drechsel, Irmela Bues, Markus Firnstein und Maria Fernanda Nieva habe ich schließlich noch für viele erbauliche Gespräche, fachliche Unterstützung und diverse Freizeitaktivitäten zu danken. Den Teilnehmern des zweiten Subdwarf Meetings auf La Palma gilt mein Dank, da Sie mich vor, während und nach der Konferenz so herzlich in Ihrer Mitte aufgenommen haben. Besonders danke ich Simon Jeffrey, Pierre Maxted und Jerome Orosz, dass sie mir Ihre Daten zu Verfügung gestellt haben sowie Zhanwen Han und Phillip Podsiadlowski für das beispielhafte Zusammenwirken von Theorie und Beobachtung. Nicht vergessen darf ich auch Tony Lynas-Gray, der durch die Stiftung eines Sonderpreises sehr zu meiner Motivation beigetragen hat. Der Astronomischen Gesellschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung, die meine Teilnahme möglich gemacht hat.

Zu guter Letzt möchte ich mich noch bei denen Bedanken, die mir das Studium ermöglicht und die Zeit für mich unvergesslich gemacht haben. Dies sind natürlich meine Eltern und Geschwister mit Familien sowie meine Freunde.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, Stephan Geier, dass ich diese Diplomarbeit selbstständig angefertigt und nur die im Literaturverzeichnis angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Bamberg, 30. Juli 2005