Overshooting-Variationen in M/L Zwergen und ihr Effekt auf Staubwolkenbildung

Overshooting variations in M/L dwarfs and their effect on dust clouds

von

Marlies Meyer geboren am 09.04.1985

Bachelorarbeit im Studiengang Physik Universität Hamburg

2011

Gutachter: Prof. Peter H. Hauschildt
 Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Schmitt

Abstract

Staubbildungen sorgen in den kühlen Objekten der M/L/T-Zwerge für ein kompliziertes Verhalten des Energietransports in der Atmosphäre. Gerade die dort oftmals auftretende Konvektion bedarf in ihrer theoretischen Beschreibung noch Verbesserungen. Ein dort vermuteter Materietransport durch Overshooting könnte die enstehende Staubmenge beeinflussen. Die Dämpfung des Overshootings wird durch den Parameter β bestimmt, der bislang aus Abschätzungen auf 2.2 festgelegt wurde.

In dieser Arbeit wird eine Effektivtemperaturabhängigkeit dieses Parameters im Bereich von 1.4-3.0 bei Temperaturen von 1000K bis 2900K untersucht. Mit PHOENIX hergestellte Atmosphärenmodelle und anschließende Vergleiche mit Beobachtungsdaten zeigen eine deutliche Staubmengenbeeinflussung im Bereich von 2900K bis 2300K, im Bereich von 2200K bis 1700K ist im Gegensatz dazu eine nur geringe Auswirkung nachzuweisen. Für Effektivtemperaturen unterhalb 1700K widersprechen die Modelle den gängigen Theorien, die Konvektion innerhalb der Staubwolken berücksichtigen, so dass der Overshooting-Ansatz dort keine Verbesserung erzielen kann.

In atmospheres of cool objects like M/L/T-dwarfs, dust causes a complex behaviour of energy-transport. In particular convection and its supposed overshooting, which occurs frequently in these objects, needs to get a better theoretical description. It is suspected that overshooting could influence the amount of dust. Its damping is determined by the parameter β and until now it is estimated to be at 2.2.

In this work a dependence of β against effective temperature is examined. Therefore, β is varied from 1.4 to 3.0 at temperatures between 1000K...2900K. The atmosphere models, calculated by PHOENIX, are compared with observed spectra. As a result in the range of 2900K to 2300K there is a noticeable influence of overshooting on the dust amount. In contrast there exists just a low implication at temperatures from 2200K...1700K. However,

models contradict current theories of detached convection zones within the dust clouds for temperatures below 1700K, so that the approach provides no improvement there.

Inhaltsverzeichnis

1	\mathbf{Ein}	leitung		1
2	The	oretisc	he Grundlagen	3
	2.1	Strahlu	ungstransport	3
		2.1.1	Strahlungstransportgleichung	3
		2.1.2	Lösung der Strahlungstransportgleichung	4
		2.1.3	Effektivtemperatur	5
	2.2	Konvel	ktion	5
		2.2.1	Konvektionsprozess	6
		2.2.2	Mischungswegtheorie	7
		2.2.3	Overshooting	8
	2.3	Staub		8
		2.3.1	Staubbildungszyklus	9
		2.3.2	Einflussfaktoren auf Staub und Staubwolken	10
		2.3.3	Ratengleichung	11
3	Vor	gehens	weise	15
	3.1	Modell	lrechnungen mit PHOENIX	15
	3.2	Verglei	ch mit Beobachtungsdaten	17
4	Erg	ebnisse		18
	4.1	Spektr	envergleich	18
	4.2	Spektr	alklassen-Zuordnung	22
	4.3	Staubr	nengenbeeinflussung	23
	4.4	Dämpf	fung des Overshooting-Prozesses	25

	4.5 Einflüsse auf die Qualität der Ergebnisse	26	
5	Alternative Methode	28	
6	Zusammenfassung	30	
A	nhang	32	
Li	Literaturverzeichnis		
A	Abbildungsverzeichnis		
Τa	Fabellenverzeichnis		
Da	Danksagung		
Er	rklärung	42	

1 Einleitung

Mittels Spektralanalyse kann eine Einschätzung der atmosphärischen Parameter eines Sterns durch theoretische Modelle seines Atmosphärenaufbaus erfolgen.

Die in dieser Arbeit betrachteten kühlen Objekte haben eine Effektivtemperatur zwischen 2900K und 1000K und entsprechen damit den M/L/T-Spektralklassen. Diese sogenannten M/L/T-Zwerge bestehen aus den leuchtschwachen roten und braunen Zwergen.

In den Spektren der Objekte existieren Molekülbanden, die charakteristisch für die jeweilige Spektralklasse sind. Dominierend im optischen Spektralbereich sind bei den M-Zergen die Titanoxid- und VO-Banden, bei den L-Zwergen Metallhydride wie z.B. FeH und CaH und bei den T-Zwergen im Infrarotbereich Methan und in einem besonders hohem Ausmaß auch H₂O (Chabrier und Baraffe, 2000).

Bei Effektivtemperaturen unterhalb von 3000K besteht bei Modellatmosphären allerdings noch eine relativ große Ungenauigkeit. Aufgrund der dort herrschenden Vielzahl an Molekülen und des Staubes in der Atmosphäre und weiteren Effekten, müssen diese Modelle noch viel detailierter werden um reale Spektren besser als bisher zu reproduzieren.

Neben dem gut verstandenen Strahlungstransport, tritt in vielen Objekten zusätzlich oft auch ein Materietransport durch Konvektion auf. Dieser Prozess ist recht komplex, so dass noch immer keine exakte und gleichzeitig einfache Beschreibung der Konvektion existiert. Gerade das in den Konvektionszonen vermutlich enstehende Overshooting, könnte für eine starke Beeinflussung der Staubbildung sorgen.

Ziel dieser Arbeit ist es, eine Verbesserung der Beschreibung von Staubwolken aufgrund genau dieses Overshootings zu erreichen, so dass genauere Berechnungen ermöglicht werden.

Die wichtigsten theoretischen Grundlagen dieser Arbeit werden in Kapitel 2 erläutert. Kapitel 3 gibt einen Überblick über die Methode der Modellerstellung und des Vergleichs

1

mit den verwendeten Beobachtungsdaten. Die erzielten Ergebnisse durch die Variationen des Overshootings werden in Kapitel 4 dargestellt und diskutiert. Darüber hinaus wird in Kapitel 5 ein weiterer Ansatz zur Staubbeschreibung der Atmosphäre vorgestellt. Abschließend werden die Erkenntnisse beider Methoden im Kapitel 6 zusammengefasst.

2 Theoretische Grundlagen

Bei den, in dieser Arbeit behandelten, kühlen Objekten gibt es zwei dominierende Arten des Energietransportes: der in Abschnitt 2.1 beschriebene Strahlungstransport und die Konvektion (Abschnitt 2.2).

Staub kann einen entscheidenden Einfluss auf das Spektrum eines kühlen Objektes haben. In Abschnitt 2.3 werden die Staubentstehung und der Staublebenszyklus erläutert. Im Anhang befinden sich die Werte aller verwendeten physikalischen Konstanten.

2.1 Strahlungstransport

Um Sternatmosphären, und allgemein die damit verbundene Lichtausbreitung, beschreiben zu können, benötigt man Kenntnisse über den Strahlungstransport. Denn Photonen erfahren beim Durchgang durch die Atmosphäre Absorption oder Streuung an den dort vorhandenen Atomen und Ionen, so dass sich ihre Energie dadurch ändern kann oder die Photonen sogar ausgelöscht werden.

Die in diesem Abschnitt verwendete Theorie folgt aus Mihalas (1970), Weigert und Wendker (2001) und Rutten (2003).

2.1.1 Strahlungstransportgleichung

Die von einem Flächenlement dA über einen Raumwinkel $d\Omega$ in einer bestimmten Zeiteinheit dt emittierte Strahlung, wird spezifische Strahlungsintensität genannt und über den messbaren Energieaustritt dE definiert:

$$dE = I_{\nu} dt d\nu dA d\Omega \tag{2.1}$$

mit $d\nu$ als Frequenzbereich des Energieaustritts.

Legen die Photonen nun eine Strecke *ds* zurück, kann es zu Absorptionen und Streuungen des Strahlenbündels kommen, aber auch Emissionen (durch z.B. Strahlungsübergänge) können auftreten, so dass sich die Intensität verändert:

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = \eta_{\nu} - (\kappa_{\nu} + \sigma_{\nu})I_{\nu} \tag{2.2}$$

Dies ist die Strahlungstransportgleichung, die durch den Absorptionskoefizienten κ_{ν} , den Streuungskoefizienten σ_{ν} und den Emissionskoeffizienten η_{ν} gegeben ist.

Die Opazität χ_{ν} kann als die Summe des Absorptions- und Streuungskoeffizienten angeben werden:

$$\chi_{\nu} = \kappa_{\nu} + \sigma_{\nu} \tag{2.3}$$

Wird die Opazität nun über eine bestimmte Wegstrecke ds betrachtet, so erhält man die optische Tiefe $d\tau_{\nu} = \chi_{\nu} ds$, mit der nun ein Maß für die Intensitätsverringerung der Strahlung angegeben werden kann:

$$dI_{\nu} = -I_{\nu}d\tau_{\nu} \tag{2.4}$$

Mit Hilfe der Quellfunktion $S_{\nu} = \frac{\eta_{\nu}}{\chi_{\nu}} (=$ Ergiebigkeit) lässt sich die Differentialgleichung für den Strahlungstransport (Gl. 2.2) für alle Strahlungsaustrittswinkel θ (mit $\cos\theta = \mu$) umformulieren zu:

$$\mu \frac{dI_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = I_{\nu} - S_{\nu} \tag{2.5}$$

2.1.2 Lösung der Strahlungstransportgleichung

Analytisch lässt sich die Strahlungsransportgleichung (Gl. 2.5) nur für starke Vereinfachungen von Geometrie und Annahmen lösen. Im plan-parallelen Lösungsansatz

$$I(\tau_1,\mu) = I(\tau_2,\mu)e^{-\frac{\tau_2-\tau_1}{\mu}} + \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{1}{\mu}S_{\nu}(t)e^{-\frac{t-\tau_1}{\mu}}dt$$
(2.6)

ist die Problematik zu erkennen: die Quellfunktion S_{ν} selbst besitzt auch eine Abhängigkeit von der Intensität und auch von der mittleren Intensität $J_{\nu}(z,t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} I_{\nu}(z,\nu,t) d\mu$, so dass die Gl. 2.5 im Allgemeinen numerisch gelöst werden muss. Ein hierfür bewährtes Verfahren ist die Lösung durch das sogenannte Operator-splitting.

2.1.3 Effektivtemperatur

Ein schwarzer Körper ist ein idealer Strahler, der die gesamte auftreffende Strahlung absorbiert, aber auch thermisch reemittieren kann, so dass sein Spektrum kontinuierlich ist. Die Effektivtemperatur T_{eff} wird über genau diese Schwarzkörperstrahlung definiert und entspricht folgendem Zusammenhang zwischen Leuchtkraft L und Objektradius R:

$$L = 4\pi R^2 \sigma_{\rm SB} \cdot T_{\rm eff}^4 \tag{2.7}$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstanten $\sigma_{\rm SB}$.

Die Plancksche Strahlungsformel mit dem Planckschen Wirkungsquantum h, der Boltzmann-Konstanten k und der Lichtgeschwindigkeit c

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$
(2.8)

beschreibt das Spektrum des schwarzen Strahlers, es kann som
it ein Zusammenhang zwischen Effektivtemperatur und Strahlungsfluss
 F_{ν} hergestellt werden:

$$\sigma T_{\rm eff}^4 = \int_0^\infty B_\nu(T_{\rm eff}) d\nu \equiv \int_0^\infty F_\nu d\nu \tag{2.9}$$

Allerdings entspricht die beobachtbare Strahlung der Sterne, und besonders die der kühlen Objekte, nicht einem schwarzen Körper. Die dort häufig auftretenden Effekte wie beispielsweise Staubbildung, das Vorhandensein von Absorptions- und Emissionslinien und Photonenstreuungen beeinflussen das Spektrum der Sterne. Doch die relativ simplen Gesetzmäßigkeiten und Proportionalitäten der Schwarzkörperstrahlung, lassen einen Vergleich mit den tatsächlich auftretenden Strahlungen in groben Näherungen zu.

2.2 Konvektion

Ein weiterer Prozess, neben dem Strahlungstransport, der für einen Energietransport vom Objektinneren in die Atmosphäre sorgt, ist die Konvektion. Sie verursacht Strömungen in der Atmosphäre und liefert dadurch einen wichtigen Bestandteil des Staubbildungsprozesses.

Mit dem Konvektionsfluss $F_{\rm conv}$ lässt sich die Gl. 2.9 zu der allgemeineren Form

$$F = \int_0^\infty F_\nu d\nu + F_{\rm conv} = \sigma T_{\rm eff}^4 \tag{2.10}$$

ergänzen.

Grundlage dieses Abschnitts bildet Mihalas (1970) und insbesondere Abschnitt 2.2.3 in Woitke und Helling (2004).

2.2.1 Konvektionsprozess

Wird ideales Gas angenommen, ist in der Gasgleichung

$$\rho = \frac{\mu p}{RT} \tag{2.11}$$

eine Proportionalität der Dichte ρ zum Druck p, molaren Masse μ und der reziproken Temperatur T und Gaskonstanten R zu erkennen.

In den gegenüber Massentransport unstabilen Schichten der Atmosphäre, können sich stabile Gasblasen bilden, die sich in einem näherungsweise adiabatischen Prozess befinden. Es besteht also kaum Wärmeaustausch der Blasen mit der Umgebung.

Zunächst geschieht die Bewegung von Gasblasen in der Konvektionszone eher zufällig. Gelangen sie dabei aber in Atmosphärenschichten mit einem anderen Dichtezustand als zuvor, erfahren sie einen Auf- oder Abtrieb. Ihre Bewegung wird dabei allein durch die Dichteunterschiede verursacht. Gl. 2.11 zeigt, dass eine Änderung von Druck und Temperatur auch zu veränderten Dichtezuständen führen kann. Besitzt nun die Blase eine niedrigere Dichte als ihr Umfeld, so erfährt sie dadurch einen Auftrieb in die höheren und somit kühleren Atmosphärenschichten. Eine wieder absinkende Strömung wird dann durch die nun entstehende Komprimierung verursacht. Erst wenn sich der Gasballen bei einem Aufstieg plötzlich auflöst und sich somit mit der Umgebung vermischen kann, wird er seine thermische Energie abgeben. Im umgekehrten Fall wird bei einer Auflösung während des Abstiegs die thermische Energie der Umgebung verringert, da das Gas in einer absinkenden Blase kühler ist als in seinem Umfeld. Wann genau die Aufwärts- und Abwärtskräfte der Blasen stark genug sind, um eine stabile und für den Energietransport dominierende Konvektionsströmung auszulösen, beschreibt das Schwarzschild-Kriterium für Konvektion:

$$\left(\frac{d\,\ln\,T}{d\,\ln\,p}\right)_R > \left(\frac{d\,\ln\,T}{d\,\ln\,p}\right)_A \tag{2.12}$$

Nämlich genau dann, wenn bei Strahlungszustandsänderungen (R) der Temperatur in einer bestimmten Höhe größer sind, als bei den adiabatischen Zustandsänderungen (A). In diesem Fall verstärkt sich der Auftrieb der Gasblasen mit zunehmender Höhe.

Dies geschicht beispielsweise verstärkt bei großer Opazität, wenn der Energieübertrag über Strahlung zunehmend ineffizienter wird. Es zeigt sich, dass dies von kleinen Effektivtemperaturen und hohen Schwerebeschleunigungen g begünstigt wird (Mihalas, 1970).

2.2.2 Mischungswegtheorie

Die Mischungswegtheorie beschreibt die turbulenten Strömungen der Konvektion für 1D-Simulationen.

Hierbei wird der Weg, den die Gasblase im Mittel zurücklegt, ohne sich dabei aufzulösen, als Mischungsweg l bezeichnet. Diese Strecke kann als ein Analogon zur mittleren freien Weglänge in der kinetischen Gastheorie betrachtet werden.

Die Skalenhöhe des Druckes

$$H_p = -\frac{dr}{d\ln p} = \frac{RT}{\mu g} \tag{2.13}$$

(mit r als Abstand vom Objektzentrum, Druck p, Gaskonstanten R, Temperatur T, mittlerem Molekulargewicht μ und Schwerebeschleunigung g) beschreibt den Abstand, bei dem sich der Druck eines isothermen Gases um einen Faktor e verändert. Die Mischungsweglänge wird als proportional zu H_p angegeben:

$$l = \alpha \cdot H_p \tag{2.14}$$

Der konstante Parameter α ist im Allgemeinen unbekannt und frei wählbar, wurde allerdings aufgrund von solaren Beobachtungen und Simulationen auf 2 kallibriert (Ludwig u. a., 2002). Die Mischungswegtheorie bedarf allerdings, besonders auch durch die verwendeten starken Vereinfachungen, noch Verbesserungen. Dies kann daher nur als eine grobe Näherung der komplizierten Strömungsbewegungen angesehen werden.

2.2.3 Overshooting

Bei der Konvektionsbeschreibung von Staubmodellen, muss neben vielem Weiteren zusätzlich das vermutete Overshooting berücksichtigt werden, da in Gl. 2.12 noch nicht die Massenträgheit der aufsteigenden adiabatischen Gasblasen berücksichtigt wurde. Diese Blasen können nämlich in so hohe Schichten aufsteigen, in denen Energietransport hauptsächlich durch Strahlung stattfindet und nicht mehr durch Konvektion. Overshooting heißt dieser Prozess, der zu einer eingeschränkten Durchmischung in den Atmosphärenschichten über der Konvektionszone führt.

Die von der Höhe z abhängige Durchmischungszeit $\tau_{mix}(z)$ wird angegeben durch

$$\tau_{\min}(z) = \tau_{\min,0} \cdot \exp\left(\beta \cdot \max\left(0, \log\frac{p_0}{p(z)}\right)\right)$$
(2.15)

(siehe auch Woitke und Helling, 2004). Es werden hier der Druck p(z) in der jeweiligen Höhe z und am oberen Rand der Konvektionszone p_0 berücksichtigt. Mit f_{exchange} als Stoffaustauschfrequenz der Strahlungszone, lässt sich der Overshooting-Parameter $\beta = \frac{\Delta \log f_{\text{exchange}}}{\Delta \log p}$ angeben, dessen Wert bislang bei 2,2 grob abgeschätzt wird. Dieser Wert wurde von Woitke und Helling (2004) aus Normierungen von Modellen aus Ludwig u. a. (2002) bestimmt.

Die minimale Durchmischungszeit $\tau_{\text{mix},0} = \frac{l}{H_p v_{\text{conv},0}}$ dient als Referenz-Zeit, mit der Konvektionsgeschwindigkeit $v_{\text{conv},0}$ und H_p , l aus der Mischungswegtheorie (s. Abschnitt 2.2.2).

2.3 Staub

Staubteilchen bilden sich aus kleinen Festkörperinseln verschiedener Moleküle, die durch Anheften und chemischen Reaktionen mit weiteren Molekülen wachsen und sich durch Verdampfungen wieder verkleinern und sogar vollständig verflüchtigen können. Ihre Bildung hängt also von den zur Verfügung stehenden Molekülen ab. Besonders die kühlen Objekte zeichnen sich oft durch ausgeprägte Staubwolkenschichten aus. Dies verursacht unter anderem Opazitäten in den Atmosphären, aber auch eine Beeinflussung der lokalen Elementhäufigkeiten findet durch die chemischen Wachstumsreaktionen statt. All das kann einen starken Einfluss auf das Spektrum der Objekte haben. Leider ist eine eindeutige Zusammensetzung des Staubes aus Beobachtungen nur schlecht zu rekonstruieren. Ein Verständnis des Staubes ist daher wichtige Vorraussetzung für die Berechnung von kühlen Modellatmosphären.

Die hier verwendete Theorie entstammt Helling u.a. (2001), Woitke und Helling (2003), Woitke und Helling (2004, insbesondere Abschnitt 2.3.2), Helling und Woitke (2006), Helling u.a. (2008), Helling und Woitke (2004) und Witte (2011).

2.3.1 Staubbildungszyklus

Die Keimbildung des Staubes geschieht überwiegend in den oberen und kühleren Atmosphärenschichten, wo die Gasphase stark übersättigt ist. Die Staubteilchen haben zunächst einen nur geringen Radius und sind aus einer Vielzahl unterschiedlicher Kondensate zusammengesetzt. Während die entstandenen Festkörperkörner durch Anlagerungen von weiteren Molekülen stetig wachsen, wandern sie aufgrund der Gravitation in den tieferen Atmosphärenschichten ab. Dort ist das Gas durch die herrschenden höheren Temperaturen und der sinkenden Häufigkeit der staubbildenden Elemente immer weniger übersättigt, so dass hier kaum noch Keimbildungen stattfinden können. Die Körner können bei dem Wachstum einen Radius von bis zu etwa 1 μ m erreichen, bis sie sich in den unteren und heißeren Wolkenschichten durch Verdampfung wieder verflüchtigen (Witte, 2008; Dehn, 2007). Wann genau dieser Punkt erreicht ist, hängt von der Zusammensetzung der Staubteilchen ab, da die Moleküle bei unterschiedlichen Temperaturen thermisch unstabil werden.

Es wird vermutet, dass gleichzeitig aufgrund von Konvektionsbewegungen und Overshooting die einzelnen Moleküle wieder in die oberen Schichten gelangen können, wo so erneute Keimbildungen entstehen. Diese Durchmischung könnte also die Grundlage für einen kontinuierlichen Staubbildungsprozess bilden. Durch das Overshooting wäre es möglich, dass einige Moleküle sogar in die obersten Atmosphärenschichten gelangen, die sich oberhalb der Staubwolke befinden. Allerdings ist dieser Prozess aufgrund der dort herrschenden geringen Gasdichte nicht ausreichend, um effektiv Keimbildungen zu erzeugen.

Abbildung 2.1 veranschaulicht diesen kontinuierlichen Zyklus aus Keimbildung, Wachstum, Verdunstung und Durchmischung der Staubteilchen.

Staubbildungszyklus



Abbildung 2.1: Schema des Staubbildungszyklus

Da die thermisch stabilsten Festkörpermolekülzusammensetzungen auch am längsten in der Atmosphäre verweilen können, sind diese Staubzusammensetzungen am häufigsten vertreten. Typische Beispiele sind Titandioxid $TiO_2[s]$, verschiedene Silikate, Eisen Fe[s] und Aluminiumoxid $Al_2O_3[s]$ (s. Abb. 2.2 und Helling u. a., 2001).

2.3.2 Einflussfaktoren auf Staub und Staubwolken

Voraussetzung für den geschilderten Entwicklungszyklus des Staubs, ist eine dichte und kühle Atmosphäre mit einer guten Durchmischung in den oberen Schichten. Es zeigt sich außerdem, dass kleinere Effektivtemperaturen ausgeprägtere Staubwolkenschichten hervorbringen. Die darin enthaltenen Staubbildungszonen verlagern sich in tiefere Schichten. Eine geringe Schwerebeschleunigung g sorgt für eine ineffektivere Durchmischung, besonders die verdunsteten Staubbestandteile werden langsamer wieder in die oberen Schichten zur Keimbildung transportiert. Ein niedriges g hat desweiteren eine weiter ausgedehnte Atmosphäre zur Folge, wodurch die mittlere Staubwolkendicke größer ist, so dass den Staubteilchen ein längerer Wachstumszeitraum zur Verfügung steht.

Auf die jeweils einzelnen lokalen Molekülzusammensetzungen des Staubes haben Effektivtemperaturen und Schwerebeschleunigungen allerdings kaum Einfluss, entscheidender



Abbildung 2.2: Verhältnis der Staubvolumensäulendichte $\sigma_{3,s}$ einer bestimmten Staubsorte szur Gesamtstaubvolumensäulendichte σ_3 in Abhängigkeit von der Effektivtemperatur (Witte, 2011).

sind hierbei vielmehr die lokal herrschende Temperatur und Dichte.

Nicht zu unterschätzen dagegen ist bei der Staubentwicklung die Rolle der konvektiven Durchmischung durch Overshooting. So führt zum Beispiel eine Erhöhung des Overshooting-Parameters β zu einer Verdünnung der Staubwolkenschicht. Das kommt daher, da ein Anstieg von β auch einen Anstieg der minimalen Durchmischungszeit $\tau_{\text{mix},0}$ zur Folge hat (vgl. Abschnitt 2.2.3). Der Materialtransport in den obersten Schichten wird deshalb ineffizienter und so kommt es zu einer Hemmung der erneuten Keimbildung (Woitke und Helling, 2004).

Aufgrund dieser und weiterer Faktoren, wie beispielsweise Staubzusammensetzung und Korngröße, kann die Lebensdauer eines Staubteilchens zwischen Minuten bei den wärmeren und stark gravitativen Objekten und Jahrzehnten bei kühleren und schwach gravitativen Objekten variieren (s. Abb. 2.3).

2.3.3 Ratengleichung

Um den Zustand eines beliebigen Staubteilchens zu beschreiben, werden Kenntnisse über seine Keimbildung, sein Wachstum, seine Verdampfung bzw. Kondensation und den Einfluss der Gravitation und konvektiver Durchmischung benötigt.



Abbildung 2.3: Lebensspanne eines Staubteilchens, betrachtet vom Abstieg aus den hohen Atmosphärenschichten bis zur Verdampfung in den tiefsten Schichten (Witte, 2011).

Die stationäre Keimbildungsrate J_* ist in den oberen Atmosphärenschichten gegeben durch

$$J_* = J(V_l) = f(V_l) \left. \frac{dV}{dt} \right|_{V=V_l}$$
(2.16)

Hierbei ist $f(V_l)$ die Verteilungsfunktion der Stelle der Volumenuntergrenze V_l eines Staubteilchen.

Das Staubmoment $L_3(\vec{x}, t)$ der Staubvolumen-Verteilungsfunktion $f(V, \vec{x}, t)$ (mit \vec{x} als Raum, t als Zeit, V als Volumen und ρ als Dichte des einzelnen Staubteilchens), ergibt das totale Staubvolumen V_{tot} pro cm³ der Materie am Ort \vec{x} pro betrachtes Gasvolumen V_{gas} des kühlen Objektes:

$$\rho L_3 = \int_{V_l}^{\infty} f(V, \vec{x}, t) V dV = \frac{V_{\text{tot}}}{V_{\text{gas}}}$$
(2.17)

Für das Volumen V_s der einzelnen Staubsorte s, muss das Volumen V^s der jeweiligen

Festkörperspezies s, das sich auf einem Staubkorn befindet, berüchsichtigt werden:

$$\rho L_3^s = \int_{V_l}^{\infty} f(V, \vec{x}, t) V^s dV = \frac{V_s}{V_{\text{gas}}}$$
(2.18)

Bei reinen Staubkörner, d.h. bei Körnern, die nur aus einer einzigen Staubsorte bestehen, beträgt folglich der Quotient $\frac{V_{\text{tot}}}{V_s}$ gleich 1.

Allgemein lässt sich Gl. 2.17 auch für das *j*-te Staubmoment formulieren (j = 0, 1, 2, ...):

$$\rho L_j = \int_{V_l}^{\infty} f(V, \vec{x}, t) V^{j/3} dV$$
(2.19)

Die netto Wachstumsate χ_{net}^s ist die Summe aller chemischen Oberflächenreaktionen r:

$$\chi_{\rm net}^s = \sqrt[3]{36\pi} \sum_r \frac{\Delta V_r^s n_r^{\rm key} v_r^{\rm rel} \alpha_r}{\nu_r^{\rm key}} \left(1 - \frac{1}{S_r} \frac{V_s}{V_{\rm tot}} \right)$$
(2.20)

mit ΔV_r^s als Volumenzuwachs der Spezies *s* durch die Reaktion *r*, n_r^{key} als die Teilchendichte der Schlüsseledukte und v_r^{rel} als seine Relativgeschwindigkeit, mit dem Anhaftkoeffizienten α_r , dem stöchiometrischen Faktor der Schlüsseledukte ν_r^{key} und S_r als Übersättigungsverhältnis der Reaktion.

Eine positiver Wert für χ_{net}^s bedeutet Wachstum und ein negativer Wert Verdampfung.

Ein weitere wichtiger Faktor ist das Overshooting. Ohne diesen Prozess kann es zu keinen erneuten Keimbildungen kommen. Entscheidend hierbei ist die Durchmischungszeit τ_{mix} (s. Gl. 2.15).

Der Einfluss durch Gravitation wird durch den Term $\xi \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\sum \rho_s V_s / V_{\text{tot}}}{c_T} L_4^s \right)$ berücksichtigt. Hierbei ist c_T die thermische Gasgeschwindigkeit, $L_4^s = L_4 \frac{V_s}{V_{\text{tot}}}$ und $\xi = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi}\vec{g}}$.

Mit den oben beschriebenen Erkenntnissen, kann nun unter Berücksichtigung der Einflussfaktoren Keimbildung, Wachstum, Overshooting und Gravitation näherungsweise der Zustand der Staubspezies *s* beschrieben werden:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho L_3^s) + \nabla(\rho L_3^s v_{\text{gas}}) = V_l^s J_* + \chi_{\text{net}}^s \rho L_2 - \frac{\rho L_3}{\tau_{\text{mix}}} + \xi \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\sum \rho_s V_s / V_{\text{tot}}}{c_T} L_4^s\right)$$
(2.21)

mit $v_{\rm gas}$ als Gasgeschwindigkeit.

Sie kann allerdings nur einen Teil der für eine Zustandsbeschreibung benötigten Gleichungen darstellen. Gl. 2.21 muss für alle Spezies s und in der Form

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho L_j) + \nabla(\rho L_j v_{\text{gas}}) = V^{j/3} J_* + \frac{j}{3} \chi_{\text{net}} \rho L_{j-1} - \frac{\rho L_j}{\tau_{\text{mix}}} + \xi \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\sum \rho_s V_s / V_{\text{tot}}}{c_T} L_{j+1}\right)$$
(2.22)

für alle j Dimensionen gelöst werden.

Für noch exaktere Zustandsbetrachtungen werden noch explizite Annahmen über Staubkorngrößen und Elementerhaltungen benötigt, welche ausführlicher in Witte (2011) und Helling u. a. (2001) behandelt werden.

3 Vorgehensweise

Ziel dieser Arbeit ist es, die Modellatmosphären von kühlen Objekten zu verbessern. Hierfür werden Modelle mit dem Programm PHOENIX erstellt und mit beobachteten Spektren verglichen.

Eine ausführlichere Beschreibung von PHOENIX und seiner Arbeitsweise ist beispielsweise in Hauschildt und Baron (2007), Hauschildt und Baron (1999), Hauschildt u.a. (1997) und Witte (2011) zu finden.

3.1 Modellrechnungen mit PHOENIX

PHOENIX ist ein Modellatmosphären Programm, welches in seinen Berechnungen sowohl den Strahlungstransport, als auch die Konvektion berücksichtigen kann. Dabei sind in dieser Arbeit einige seiner wichtigsten Näherungen und Annahmen Kugelsymmetrie, hydrostatisches und chemisches Gleichgewicht und eine quasi-statische Atmosphäre.

Durch das in PHOENIX integrierte DRIFT Programm kann der Staubeinfluss abhängig von seiner Keimbildung, Wachstum, Verdampfung und Durchmischung berücksichtigt werden. Hierfür werden vor allem die Ratengleichungen (s. Gl. 2.21) und Elementerhaltungsgleichungen gelöst. DRIFT verwendet die 7 wichtigsten Festkörperspezies und darauf aufbauend 32 Wachstumsreaktionen, welche im Anhang aufgelistet sind (s. Tab. 6.2). Die dabei berücksichtigten Moleküle zeichnen sich durch ihre Häufigkeit in den kühlen Objektatmosphären und ihre thermischen Stabilität aus. Helling und Woitke (2006) zeigen eine ausführlichere Beschreibung der dabei verwendeten Kriterien.

Diese Molekülauswahl ist ein wichtiger Faktor bei der Modellberechnung, denn je besser sie mit der tatsächlichen Atmosphäre der kühlen Objekte übereinstimmt, desto genauer entspricht die von PHOENIX ermittelte höhenabhängige chemische Zusammensetzung die der Objektatmosphäre. Für eine detailliertere Darstellung der Modellbeeinflussung bei verschiedenen berücksichtigten Molekülen, siehe Helling u.a. (2008).

Um die derzeitige Beschreibung der Durchmischung durch Overshooting in Atmosphären kühler Objekte zu verbessern, wird in den hier erstellten Modellen der Overshooting-Parameter β (s. Abschnitt 2.2.3) in einem Bereich von $\beta = 1,4...3,0$ in 0,2 Schritten bei Effektivtemperaturen von 1000K bis 2900K variiert.

In den zu erstellenden Modellen benötigt PHOENIX zunächst für seine Modellberechnungen die, für die jeweilige zu berechnende Objektatmosphäre, charakteristischen Eingabeparameter Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung g, hier mit einem Wert von $\log(g)=5$, und Angaben zur Atmosphärenstruktur.

Unter Beachtung der 7 berücksichtigten Festkörperspezies, wird die höhenabhängige chemische Atmosphärenzusammensetzung bestimmt und eine Atmosphärenstruktur erstellt. Eine auftretende Konvektion wird anschließend durch die Mischungswegtheorie berücksichtigt. An dieser Stelle setzt das DRIFT-Programm ein. Folgendende Daten benötigt es hierbei von PHOENIX: Die Mischungswegparameter α , der auf 2 festgesetzt wird, den zu variierenden Overshootingparameter β , die elementaren (hier: solaren) Häufigkeiten und die höhenabhängigen berechneten Werte von Gastemperatur, -druck und -dichte, molekularer Masse μ , Schwerebeschleunigung g und die Konvektionsgeschwindigkeit v_{conv} . Aufbauend auf den DRIFT-Ergebnissen und der zuvor ermittelten Atmosphärenstruktur, wird nun für jede Wellenlänge und Atmosphärenschicht die Opazität berechnet und durch die modifizierte A-Iteration der Strahlungstransport gelöst. Abschließend erfolgt eine Temperaturkorrektur nach einer Unsöld-Lucy-Methode (Hauschildt u. a., 2003), bevor die nun so bestimmten höhenabhängigen Gastemperaturen als neue Eingabeparamter der nächsten Iteration dienen.

Voraussetzung für eine konvergierte und erfolgreiche Modellberechnung ist eine nach den geforderten Iterationen nur hinreichend geringe Temperaturkorrektur, nämlich genau dann, wenn der Fluss-Fehler viel kleiner als 1 ist. Desweiteren hängt die Stabilität der Modelle stark von der auftretenden Staubmenge ab. Je mehr Staub in der Atmosphäre vorhanden ist, desto komplexer werden sie. Ein Grund dafür ist die enstehende Opazität. Diese führt nämlich aufgrund von Treibhauseffekten und Energiestauungen in der unteren Staubwolkenschicht, zu einer Erhöhung der lokalen Gastemperatur und dadurch zu einer verringerten Staubbildung. Der nun in der Atmosphäre niedrigere Staubanteil verursacht eine geringere Opazität als zuvor, so dass die lokale Gastemperatur wieder sinkt und somit eine Erhöhung der Staubbildungsrate begünstigt. Diese ständigen Änderungen der Temperatur lassen das Modell insgesamt unstabiler werden.

3.2 Vergleich mit Beobachtungsdaten

Die hier zur Überprüfung der Modelle verwendeten Spektren stammen vom SpeX-Spektrographen und Imager, welcher von der NASA Infrared Teleskope Facility (IRTF) auf Hawaii betrieben wird (s. Rayner u.a., 2003).

Jedes erstellte Modell wird an die Spektren gefittet und zunächst mittels der Anpassungsgüte ("goodness-of-fit", s. Burgasser u. a., 2009)

$$\Gamma_{(p)} = \sum_{\lambda} W_{\lambda} \frac{(F_{\lambda} - \alpha S_{(p),\lambda})^2}{\alpha \sigma_{\lambda} S_{(p),\lambda}}$$
(3.1)

qualitativ bewertet und mit Augenmaß überprüft. Hierbei bezeichnet $S_{(p),\lambda}$ das synthetische Spektrum der variierten Parameter $p = \{T_{\text{eff}}, \beta\}, F_{\lambda}$ den beobachteten Fluss, σ_{λ} die Unsicherheit, W_{λ} die Gewichtung mit $\sum_{\lambda} W_{\lambda} = 1$ und α stellt einen Skalierfaktor zur Normalisierung des Modelspektrums dar.

Betrachtet werden beobachtete Spektren kühler Objekte ab Spektralklasse M6, deren Schwerebeschleunigung $\log(g)$ sich im Bereich 4,5...5,5 befinden (Auswahl beruhend auf Tab. 6.1 und 6.2 aus Witte, 2011) und die weder zu verrauscht, noch bestätigte Doppelobjekte sind.

4 Ergebnisse

Wie bereits in Abschnitt 3.2 erläutert, hat die in der Atmosphäre befindliche Staubmenge Einfluss auf die Modellstabilität. Dies zeigt sich besonders in den Modellen der tieferen Effektivtemperaturen, da dort schon grundsätzlich ein großes Staubvorkommen vorhanden ist. Durch Hinzufügen von zusätzlichem Staub durch effizienteres Overshooting, werden die Modelle unstabiler und konvergieren gegebenfalls nicht. Unter diesen Umständen gibt es in dieser Arbeit keine Modellerstellungen von $T_{\rm eff}$ bei 1000K und 1100K mit einem Overshooting-Wert von 3.0.

Insgesamt werden 111 Spektren aus der DwarfArchive.org-Datenbank verwendet. 27 von diesen Spektren wurden nicht in den Modellen von Witte (2011) berücksichtigt; mit den hier erstellten Modellatmosphären konnte jedoch eine Zuordnung zu diesen Spektren gefunden werden.

4.1 Spektrenvergleich

Die zugeordneten Modellspektren der Parameter Effektivtemperatur T_{eff} und Overshooting β mit den besten Übereinstimmungen zu den beobachteten Spektren sind in den Tab. 4.1 und 4.2 dargestellt.

Im Temperaturbereich von 2700K bis 2900K zeigt sich, dass die Staubmenge bei den angefitteten Spektren kaum eine Rolle spielt, wie auch beispielsweise in Abb. 4.1 zu sehen. Der Grund hierfür ist, dass es bei diesen hohen Temperaturen zu keiner wesentlichen Staubbildung in der Atmosphäre kommt, die das Spektrum entscheidend beeinflussen könnte.

Bei der Uberprüfung der Zuteilung durch Augenmaß fällt auf, dass die Spektren hoher Effektivtemperaturen mit kleinem β , denen niedriger T_{eff} mit hohem β ähnlich sehen

beobachtetes Spektrum	optische	nahinfrarot	Publikation	$T_{\text{eff}}[K]$	β	gof
	Spektralklasse	Spektralklasse				
2MASS J00013044+1010146	-	Μ6	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4-3.0	$1.49 {\pm} 0.01$
2MASS J00583814-1747311	-	M6	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$3.20 {\pm} 0.05$
2MASS J01532750 + 3631482	-	M6	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$1.53 {\pm} 0.02$
2MASS J18244344+2937133	-	M6	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$3.78 {\pm} 0.04$
2MASS J18411320-4000124*	-	M6	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$2.26 {\pm} 0.02$
LHS3566*	M6 V	-	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$1.14 {\pm} 0.01$
Wolf359*	M6 V	-	Burgasser u.a. (2008b)	2900	1.4 - 3.0	$4.93 {\pm} 0.03$
LEHPM2	M6.5	M7	Burgasser u.a. (2008a)	2900	1.4 - 3.0	$1.60 {\pm} 0.01$
2MASS J04071296+1710474*	-	Μ7	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$2.06 {\pm} 0.03$
$2{\rm MASS}~{\rm J}04035944{+}1520502$	-	Μ7	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$1.80 {\pm} 0.04$
$2MASS J11070582 + 2827226^*$	-	Μ7	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$0.75 {\pm} 0.01$
2MASS J11323833-1446374	-	Μ7	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$0.77 {\pm} 0.01$
2MASS J16304206-0232224*	-	Μ7	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$1.12 {\pm} 0.01$
CFHT4	M7	-	Muench u. a. (2007)	2900	1.4 - 3.0	0.06
SO0253 + 1625	M7	-	Burgasser u.a. (2008a)	2900	1.4 - 3.0	$4.33 {\pm} 0.01$
MHO4*	M7	-	Muench u. a. (2007)	2900	1.4 - 3.0	0.01
ITG2	M7.25	-	Muench u.a. (2007)	2900	1.4 - 3.0	0.01
2MASS J04442713+2512164*	M7.25	-	Muench u. a. (2007)	2900	1.4 - 3.0	0.02
2MASS J00115060-1523450	-	M7.5	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	1.05
2MASS J01470204+2120242	-	M7.5	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$4.84 {\pm} 0.03$
2 MASS J11150577 + 2520467	-	M7.5	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	0.88
KPNO2	M7.5	-	Muench u. a. (2007)	2900	1.4 - 3.0	0.02
2MASS J20491972-1944324	-	M7.5	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	$6.93 {\pm} 0.06$
2MASS J1237+3028	-	M7.5	Sheppard und Cushing (2009)	2800	1.4 - 3.0	2.25 ± 0.09
2MASS J04414825 + 2534304	M7.75	-	Muench u. a. (2007)	2800	1.4 - 3.0	0.02
CFHT3	M7.75	-	Muench u. a. (2007)	2800	1.4 - 3.0	0.03
2MASS J12121714-2253451	-	M8	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4-3.0	1.22 ± 0.01
2MASS J14171672-0407311	-	M8	Burgasser u.a. (2004)	2900	1.4 - 3.0	0.89
LRL405	M8	-	Burgasser u.a. (2008a)	2900	1.4 - 3.0	$0.50 {\pm} 0.01$
2MASS J17364839+0220426	-	M8	Burgasser u.a. (2004)	2800	2.4 - 3.0	$5.78 {\pm} 0.19$
2MASS J23515044-2537367	M8	M8	Burgasser u.a. (2008a)	2700	1.4 - 3.0	$2.30 {\pm} 0.01$
2MASS J23515044-2537367	M8	M8	Burgasser u.a. (2008a)	2000	1.8	8.51
2MASS J23515044-2537367	M8	M8	Burgasser u.a. (2008a)	2000	1.8	5.27
KPNO7*	M8.25	-	Muench u. a. (2007)	2800	1.4 - 3.0	0.07
KPNO9	M8.5	-	Muench u. a. (2007)	2900	1.4 - 3.0	$2.96 {\pm} 0.06$
KPNO1*	M8.5	-	Muench u. a. (2007)	2900	1.4 - 3.0	0.08
KPNO6*	M8.5	-	Muench u. a. (2007)	2800	1.4 - 3.0	0.07
2MASS J11240487 + 3808054	-	M8.5	Burgasser u.a. (2004)	2700	1.4 - 3.0	$6.78 {\pm} 0.03$
LEHPM1-6443	M8.5	M8	Burgasser u.a. (2008a)	2700	1.4 - 3.0	$5.38 {\pm} 0.02$
2MASS J1253+2728	-	M9	Sheppard und Cushing (2009)	2800	1.4-3.0	2.25 ± 0.04
LP944-20	M9	-	Burgasser u. a. (2008a)	2500	1.4-1.8	5.52 ± 0.03
2MASS IJ2107316-030733	-	M9	Burgasser u.a. (2004)	2000	1.8	5.76
DENIS J124514.1-442907	M9.5	M9	Looper u.a. (2007)	1900	2.0	3.38
			r ()			

Tabelle 4.1: Zuordnung von Effektivtemperatur und Overshooting zu den beobachteten M-Zwergen mit gof als goodness-of-fit. Die mit * gekennzeichnetet Spektren wurden zusätzlich zu Witte (2011) betrachtet.

b eobachtetes Sp ektrum	opt ische Spektralklasse	nahinfrarot Spektralklasse	Publikation	$\mathbf{T}_{\mathrm{eff}}[K]$	β	gof
2MASS J12212770+0257198	L0	-	Burgasser u. a. (2008a)	1900	2.0	3.32
2MASS WJ0228110+253738	LO	L0	Burgasser u. a. (2008a)	1900	2.0	2.08
HD89744B	L0	L0	Burgasser u. a. (2008a)	1900	2.0	2.87
$2\mathrm{MASPJ0345432}\!+\!254023^*$	L0	L1	Burgasser und McElwain (2006)	1900	2.0	2.26
2MASS J1230+2827	-	LO	Sheppard und Cushing (2009)	1700	2.4	0.33
2MASS WJ1439284+192915	L1	-	Burgasser u. a. (2004)	2000	2.0	7.56
2MASS J02271036-1624479	L1	-	Burgasser u. a. (2008a)	1600	2.6	1.95
2MASS WJ0208183+254253	LI	-	Burgasser u. a. (2008a)	1600	2.6	1.65
GJ1048B			Burgasser u. a. (2008a)	1000	2.0	2.00
2MASS W11645221 131051	L1 115	L4	Burgasser u. a. $(2008a)$	1000	2.0	1.07
2MASS U2057540-025230*	L1.5	L1.5	Burgasser u.a. (2004)	1800	2.0	2.64
2MASS IJ2057540-025230*	L1.5	L1.5	Burgasser u. a. (2008a)	1600	2.8	2.40
2MASS IJ1807159+501531	L1.5	L1	Burgasser u. a. (2008a)	1600	2.8	2.75
2MASS IJ1807159 + 501531	L1.5	L1	Burgasser u. a. (2008a)	1600	2.8	2.08
2MASS J15200224-4422419A	-	L1.5	Burgasser u. a. (2007)	1600	2.8	1.74
2MASS J1431+1436	L2	L2	Sheppard und Cushing (2009)	2700	1.4 - 3.0	$2.98 {\pm} 0.02$
2MASS IJ0847287-153237	L2	L2	McElwain und Burgasser (2006)	1800	2.0	1.07
SSPM0829-1309	L2	-	Burgasser (2007)	1800	2.2	3.97
2MASS IJ0117474-340325	L2	-	Burgasser u. a. (2008a)	1700	2.8	0.88
Kelu-1	L2	-	Burgasser (2007)	1700	2.8	1.30
2MASS IJ0241536-124106*	L2 L2	- T 4	Burgasser u. a. (2008a)	1600	2.6	1.57
2MA55 J09211410-2104440	L2 L2	L4 15	Burgasser u. a. (2007)	2100	1.8	2.34
SDSS p3224955.45+004404.2 SDSS 1202820 32±005226 5	ЦЭ	L3	Burgasser u. a. $(2008a)$	1700	1.0	0.07
2MASS_J12070374-3151298	1.3	-	Siegler u. a. (2004)	1600	2.4	0.71
2MASS J17072343-0558249B	-	1.3	McElwain und Burgasser (2006)	1600	2.8	2.17
2MASS J11000965+4957470	L3.5	_	Siegler u. a. (2007)	1900	1.6	0.68
2MASS J04070752+1546457*	-	L3.5	Burgasser u. a. (2008a)	1900	1.4	0.47
SDSS J232804.58-103845.7	-	L3.5	Chiu u.a. (2006)	1900	1.6	1.71
$2{\rm MASS}~J17111353\!+\!2326333$	-	L3.5	Chiu u.a. (2006)	1800	2.0	1.39
2MASS WJ0036159 + 182110	L3.5	L4	Burgasser u. a. (2008a)	1600	2.8	1.94
SDSS J121659.17 $+300306.3$	-	L3.5	Chiu u.a. (2006)	1600	2.8	0.55
SDSS J134525.57+521634.0	-	L3.5	Chiu u. a. (2006)	1600	2.6	0.50
SDSS J024256.98+212319.6	-	L4	Chiu u. a. (2006)	1700	2.8	0.67
2MASS IJ1104012+195921	-	L4 T 4	Burgasser u. a. (2004)	1700	3.U 9.4	0.96
SDSS J155455.55+121049.2 SDSS J173101 41+531047.9	-	L4 I 4	Chiu u.a. (2006)	1700	2.4	0.81
SDSS J115101.41+551047.5 SDSS J080531 84+481233 0*	1.4	L9+1.5	Chiu u a (2006)	1600	2.8	2.31
SDSS J080531.84+481233.0*	L4	$L9 \pm 1.5$	Burgasser u. a. (2007)	1600	3.0	1.50
SDSS J161731.65+401859.7	-	L4	Chiu u.a. (2006)	1500	3.0	1.19
SDSS J213240.36+102949.4	-	L4.5	Chiu u.a. (2006)	1900	1.6	1.43
2MASS J11263991-5003550*	L4.5	$T0\pm1.5$	Burgasser u. a. (2008b)	1800	3.0	1.17
${\rm SDSS~J083506.16}{+}195304.4$	-	L4.5	Chiu u.a. (2006)	1700	3.0	1.24
SDSS J085116.20+181730.0	-	L4.5	Chiu u. a. (2006)	1700	2.8	0.64
2MASS J15200224-4422419B	-	L4.5	Burgasser u. a. (2007)	1600	3.0	2.75
SDSS J213352.72+101841.0	-	L5	Chiu u. a. (2006)	2000	1.6	1.07
2MASS J06244595-4521548*	Lb	- T F	Siegler u. a. (2007)	1900	1.6	1.95
2MAS5 J18212810+1414010" SDSS 1154840 02+172235 4	-	Lo pec	Chin n_{2006}	1600	1.0	2.60
$SDSS J134849.02 \pm 172233.4$ $SDSS J162255 27 \pm 115024.1$	-	L0 15	Chiu u a. (2000)	1600	0.0 9.8	0.23
SDSS 5102255.27 ± 115524.1 SDSS 5102255.27 ± 115524.1	_	L5	Chiu u a (2006)	1600	3.0	0.59
2MASS WJ1507476-162738	L5	L5.5	Burgasser (2007)	1600	2.8	0.59
2MASS IJ0908380+503208*	L5	$L9\pm1$	Siegler u. a. (2007)	1600	2.8	0.76
SDSS J134203.11+134022.2	-	L5.5	Chiu u.a. (2006)	1900	1.6	1.03
SDSS J020608.97 + 223559.2	-	L5.5	Chiu u.a. (2006)	1600	3.0	1.33
SDSS J141659.78 $+500626.4$	-	$L5.5\pm2$	Chiu u.a. (2006)	1600	3.0	0.60
SDSS J000250.98+245413.8	-	L6	Chiu u.a. (2006)	1900	1.6	1.38
2MASS IJ1010148-040649*	L6	=	Reid u. a. (2006)	1900	1.6	1.02
2MASS IJ0439010-235308	L6	-	Burgasser (2007)	1700	3.0	0.79
SDSS J163359.23-064056.5	-	L6	Chu u.a. (2006)	1700	3.0	2.55
2MASS J21321145+1341584*	L6	- T @	Stegler u. a. (2007)	1600	2.4	1.19
SDSS 1103391 09J 400540 5	-	те то	Chiuua (2000) Chiuua (2006)	1600	⊿.0 Э.ջ	2.00 0.87
SDSS 5105521.52+400549.5 SDSS 1142227 25+221557 1		L6.5+2	Chiu u a (2006)	1600	⊿.o 3.0	1 11
2MASS IJ1526140+204341*		-	Burgasser u. a. (2004)	1700	3.0	0.92
2MASS J09153413+0422045*	L7	-	Burgasser (2007)	1700	2.4	0.99
SDSS J100711.74+193056.2*	-	$L8 \pm 1.5$	Chiu u.a. (2006)	1700	3.0	1.98

Tabelle 4.2: Zuordnung von Effektivtemperatur und Overshooting zu den beobachteten L-Zwergen mit gof als goodness-of-fit. Die mit * gekennzeichnetet Spektren wurden zusätzlich zu Witte (2011) betrachtet.



Abbildung 4.1: Vergleich von Modellspektren (rot) der Effektivtemperatur 2900K mit verschiedenen Overshooting Parametern β (rot) mit einem beobachtetem Spektrum (schwarz).

und teilweise nur gering von einander abweichende Anpassungsgüte besitzen. Tatsächlich erfahren Spektren zunächst bei abnehmender $T_{\rm eff}$ eine Verschiebung zu längeren Wellenlängen, um dann bei hinreichend tiefen Temperaturen aufgrund des Staubes in der Atmosphäre wieder eine rückläufige Spektralverschiebung zu erhalten. So können sich die Spektren unterschiedlicher $T_{\rm eff}$ ähneln und es kann dadurch bei dem Fitten zu mehrdeutigen Zuordnungen kommen. Abb. 4.2 verdeutlicht dies: Das Spektrum von 2MASS IJ0439010-235308 ist mit den Modellspektren von 1700K mit einem hohen β von 3.0 und von 2000K mit niedriegem β von 1.6 vergleichbar.



Abbildung 4.2: Spektrenvergleich vom Modellspektrum (rot) und beobachtetem Spektrum (schwarz) von 2MASS IJ0439010-235308 mit der optischen Spektralklasse L6.

Viele der besten Fits bei den für Staubbildung relevanten Effektivtemperaturen liegen in dem Bereich um 1700K. Beispiele guter Spektrenübereinstimmungen der L-Zwerge sind in Abb. 4.3 dargestellt.

Objekte, deren zugeordnete Modellspektren nicht mit den beobachteten Spektren übereinstimmen oder auch eine für ihre Spektralklasse nicht annähernd zu erwartende T_{eff} aufweisen, werden bei der Betrachtung herausgelassen. Ein Beispiel hierfür ist in Abb. 4.4



Abbildung 4.3: Vergleich vom Modellspektrum (rot) und beobachtetem Spektrum (schwarz) mit Spektren der optischen Spektralklassen L3.5 (oben links), L5 (oben rechts), L6 (unten links) und L6.5 (unten rechts).

zu sehen: Hier stimmt weder die mögliche T_{eff} , noch der Spektrenverlauf mit der Beobachtung überein.

4.2 Spektralklassen-Zuordnung

Wird ein Zusammenhang zwischen gefitteten Effektivtemperaturen zu den tatsächlichen Spektralklassen hergestellt, ist zu erkennen, dass bei den optischen, sowie auch nahinfrarot Spektralklassen, der andeutungsweise lineare Verlauf bezüglich der T_{eff} bei den späten Mund frühen L-Zwergen weiterhin unterbrochen wird (s. Abb. 4.5). In diesem Bereich müsste die Opazität höher sein, als in den berechneten Modellen.

Modelle aus Witte (2011, Abb. 6.5) zeigen einen ähnlichen Verlauf in dem Spektralbereich. Die Hoffnung bei der Verwendung des Overshooting-Ansatzes war es, hier eine Verbesserung zu erzielen. Die Vermutung liegt daher nahe, dass dort weitere oder noch nicht ausreichend in den Modellen berücksichtigte physikalische Effekte eine Rolle spielen



Abbildung 4.4: Bester Fit des Modelspektrums (rot) zu dem Spektrum des Objekts KPNO4 (schwarz) mit der nahinfrarot Spektralklasse M9.5 als Negativbeispiel.

könnten.

4.3 Staubmengenbeeinflussung

Bei der Betrachtung der Staubmenge in Abhängigkeit vom Overshooting (s. Abb. 4.6), können drei T_{eff} -Bereiche unterschieden werden.

Im hohen Effektivtemperaturbereich von 2900K...2300K wird die Staubmenge deutlich von β beeinflusst. Im Gegensatz dazu ist in dem Bereich um 2200K...1700K kaum eine Änderung der Staubmenge festzustellen. Dies lässt sich durch vermutete Treibhauseffekte in den untersten Staubwolkenschichten erklären. Der durch dieses so genannte Backwarming entstehende Gastemperatur-Anstieg in den unterliegenden Atmosphärenschichten könnte für eine Reduzierung der Staubbildung sorgen, welche wieder eine Temperatur-Verringerung zur Folge hätte. Diese Form der Selbstregulierung der geometrischen Wolkendicke in diesem Temperaturbereich könnte dazu führen, dass weder Overshooting noch weitere Einflussfaktoren wie beispielweise Schwerebeschleunigung oder Metallizität, einen entscheidenden Einfluss auf die sich bildenden Staubmenge haben (s. auch Witte, 2011). Bei Temperaturen unterhalb von 1600K ist eine näherungsweise lineare Zunahme der β -Abhängigkeit zu erkennen. Allerdings stellt das einen Widerspruch zu der Theorie und



Abbildung 4.5: Gefittete Effektivtemperaturen zugeordnet zu den bekannten optischen und nahinfrarot Spektralklassen.

speziellen Modellen aus Witte (2011, s. Abb. 8.1) dar, die eine Konvektion innerhalb der Staubwolke berücksichtigen. In dem Bereich sollte eine deutlich sinkende Staubmenge in der Atmosphäre zu erkennen sein. Bei diesen Temperaturen ist demnach eine anderer Ansatz als die hier verwendete Overshooting-Variation notwendig. Das erklärt auch, warum es beim Fitten zu keinen Zuordnungen von geringeren Effektivtemperaturen als 1500K kommen kann.

Bei der Festlegung des Overshooting-Paramters auf 2,2 durch Woitke und Helling (2004), wurden Modelle von M-Zwergen verwendet. Es wäre möglich, dass der Wert bei kühleren



Abbildung 4.6: Staubhäufigkeit, dargestellt durch die Integration des Volumenstaubmoments L_3 über die Höhe, bei verschiedenen Overshootingvariationen β . Die Werte von $\beta=2.2$ entstammen Witte (2011).

L-Zwerge nicht mehr ausreichend ist und sogar einen Sprung machen könnte, der stark außerhalb der verwendeten Parameter von 1,4...3,0 liegt.

Die Schwankungen in dem Temperaturbereich unterhalb 1400K zeigen desweiteren deutlich die Zeitabhängigkeit der mitwirkenden Prozesse, die noch nicht in den hier verwendeten Modellen berücksichtigt werden.

Eine weitere Herangehensweise und Erläuterung bezüglich der eben erwähnten Probleme der Zeitabhängigkeit und Konvektionsbildungen wird in Kapitel 5 dargestellt.

4.4 Dämpfung des Overshooting-Prozesses

Der variierte Overshooting-Parameter β stellt einen Dämpfungsfaktor dar, der angibt wie stark die Durchmischung durch Overshooting zusätzlich zum Staubbildungszyklus sein soll.

In Abb. 4.7 ist bei der Gegenüberstellung von der Effektivtemperatur zu β der den Beobachtungen zugeordneten Spektren ein eindeutiger, beinahe linearer Verlauf zu erkennen. Dies lässt eine stetige Verringerung der Effizienz der Mischung bei sinkenden Temperaturen im T_{eff} -Bereich von 2100K-1600K vermuten.

Es könnte sein, dass in den Modellen der tiefen Temperaturen schon grundsätzlich ein so hoher Staubanteil in der Atmosphäre vorhanden ist, dass ein abnehmender Beitrag der Durchmischung notwendig ist, um die Staubmenge in realen Atmosphären nachzuempfinden.



Abbildung 4.7: Abhängigkeit des Overshooting-Parameters von der Effektivtemperatur

4.5 Einflüsse auf die Qualität der Ergebnisse

Viele Faktoren können sich negativ auf die Ergebnisse der Modellberechnung und auf den Fitting-Prozess auswirken.

Entscheidende Einflüsse auf die Modellspektren kann beispielsweise die Wahl der Festkörperspezies und deren Oberflächenreaktionen sein, die in der Atmosphäre herrschen. Wie in Abb. 2.2 zu sehen, spielt beispielsweise $Al_2O_3[s]$ eine dominierende Rolle im Bereich von 1500K bis 2900K. Es wäre durchaus möglich, dass noch weitere Spezies, die hier nicht berücksichtigt werden, die Opazität beeinflussen könnten.

Desweiteren bestehen bei den beobachteten Spektren Variationen der Fehlerangaben, abhängig von den jeweiligen Beobachtern. Deren Angaben haben unmittelbaren Einfluss auf die Berechnung der Anpassungsgüte, so dass es dort zu nicht einheitlich mit diesem Fehler gewichteten Werten kommen kann. Bei der Spektrenauswahl werden die Ergebnisse bezüglich der $\log(g)$ -Werte der beobachteten Spektren von Berechnung aus Witte (2011) berücksichtigt. Unter Annahme eines Fehlers von 0,5 werden alle dort befindlichen Spektren, die ein $\log(g)$ von 4,5...5,5 aufweisen, verwendet. Darüber hinaus gibt es hier Zuordnungen weiterer Spektren, deren $\log(g)$ -Wert allerdings außerhalb dieses Bereichs liegen oder die unbestätigte Doppelobjekte sein könnten.

In dieser Arbeit wurden Modelle mit einer festen Metallizität von 0,0 erstellt, so dass annähernd solare Elementhäufigkeiten in den Objekten vorausgesetzt werden.

Modellspektren wurden zwar nach vorheriger Anpassungsgüte zusätzlich mittels Augenmaß überprüft, allerdings kann es auch hierbei zu Fehleinschätzungen ähnlicher Fits kommen.

Nicht zu unterschätzen ist die hohe Modellunsicherheit aufgrund von Vereinfachungen und vielen physikalischen Effekten, die hier unberücksichtigt bleiben.

5 Alternative Methode

Es zeigt sich, dass die Modelle in Kapitel 4, trotz Variation der Staubmenge durch Dämpfung der Mischung, den vermuteten plötzlichen Opazitätsverlust in den Atmosphären von Objekten mit Effektivtemperaturen unterhalb 1500K nicht reproduzieren können. Der bereits in Abschnitt 4.3 angedeutete Backwarming-Effekt, könnte entscheidende Einflüsse auf die dortige Staubmenge haben.

Bei diesen hier nur geringen Temperaturen können, ausgehend von einer staubfreien Atmosphäre, die Staubwolken zügig wachsen. Als Folge entstehen zunehmende Opazitäten, die aufgrund von Backwarming die unterliegende Atmosphärenschichten aufheizen können. Die nun höhere lokale Gastemperatur verschlechtert allerdings die Bedingungen für Staubbildung und -wachstum, so dass die Opazität und damit auch die Temperatur wieder sinkt. Dieser Vorgang kann folglich stark zeitabhängig sein.

Desweiteren wird vermutet, dass sich bei starkem Backwarming auch Konvektionszonen in den Staubwolken bilden können. Diese Strömungen lassen den Staub innerhalb und unterhalb der jeweiligen Schichten in kürzester Zeit verschwinden, da die Staubkörner entweder hochgeschossen werden, woraufhin sie wieder sinken, oder nach unten katapultiert werden, wo sie schnell verdampfen. Es kommt somit auch hier zu Opazitätsverlusten, da sich die Staubmenge verringert, so dass auch hier die Effektivtemperatur wieder sinkt und dadurch vermehrte Staubbildung begünstigt wird.

Eine Kombination dieser Prozesse, die beide eine starke Zeitabhängigkeit besitzen, könnte die plötzliche Staubverringerung in Atmosphären tiefer Effektivtemperaturen erklären.

Die Idee einer weiteren Herangehsweise neben dem Overshooting-Ansatz ist, diese Zeitabhängigkeit zu umgehen. Hierfür könnten Modelle mit T_{eff} von 1200K - 1500K bei einem festen Overshooting-Parameter von beispielsweise 2,2 erstellt und anschließend untersucht werden, in welchen Schichten der Staubwolke sich Konvektionszonen bilden. Manuelles Ausschalten des Staubs innerhalb und unterhalb dieser Atmosphärenhöhe, könnte die Schwankungen in der lokalen Gastemperatur und der Staubmenge reduzieren. Bei der nun neuen Modellberechnung kann so vermutlich außerdem eine größere Stabilität erreicht werden.

6 Zusammenfassung

Unter Verwendung der Variation des Overshootings zeigen die Modelle bei Atmosphären im Temperaturbereich von 2900K bis 1600K gute Reproduzierbarkeit. Sogar für weitere Spektren als in Witte (2011) verwendet, können nun Modellen gefunden werden.

Es ist zu sehen, dass es bei Effektivtemperaturen im Bereich von 2900K...2700K keinen wesentlichen Staubeinfluss auf das Spektrum gibt. Bei Temperaturverringerung auf bis 2300K kommt es, begünstigt durch die niedrigere $T_{\rm eff}$, allerdings schnell zu einer starken Staubvermehrung in der Atmosphäre.

Im mittleren Temperaturbereich von 2200K...1700K herrscht vermutlich eine so effiziente Selbstregulierung in den Staubwolken, dass das Overshooting - wie auch schon von Metallizität und Schwerebeschleunigung bekannt - keine entscheidende Beeinflussung der Staubmenge bewirkt. Gleichzeitig deutet sich eine sinkende Effizienz der Mischung in diesem Temperaturbereich an.

Die Hoffnung auf einen zusammenhängenden Verlauf bei der Zuordnung von gefitteten Effektivtemperaturen zu den jeweiligen Spektralklassen im späten M- und frühen L-Bereich, kann mit der hier verwendeten Methode der Overshooting-Variation nicht erreicht werden. Nicht anwendbar ist diese Methode außerdem bei Effektivtemperaturen unterhalb 1700K, zumindest bei Dämpfungsvariationen zwischen 1,4...3,0. Eine vermutete deutliche Abnahme der Staubmenge in der Atmosphäre konnte nicht erzielt werden.

Gerade bei diesen tiefen Temperaturen, muss daher nach einem anderen Ansatz zur Atmosphärenbeschreibung bezüglich der Staubmenge gesucht werden. Eine Möglichkeit ist durch das Umgehen der Zeitabhängigkeit, die bei diesen Temperaturen immer höheren Stellenwert erlangt, gegeben. Vermutete Ursachen könnten Backwarming und einhergehende Konvektionszonen innerhalb der Staubwolken sein. Die in Kapitel 5 vorgestellte Methode könnte sich hier als eine Verbesserung herausstellen. Unabhängig davon ist nicht bekannt, wie sich das mögliche Overshooting in diesen tiefen Effektivtemperaturen überhaupt verhält. Eine viel größere Variation des Paramters β , vielleicht sogar im logarithmischen Bereich, könnte unter Umständen eine bessere Einschätzung liefern. Allerdings bestehen dort aufgrund der dort zunehmenden Modellinstabilität noch Grenzen in der Umsetzbarkeit.

Anhang

Physikalische Konstanten

Konstante	Zeichen	Wert
Boltzmann-Konstante	k	$1.380\ 6488(13)\ \cdot 10^{-23} \text{J K}^{-1}$
Gaskonstante	R	$8.315 \ 4621(75) \ \mathrm{J} \ \mathrm{mol}^{-1} \ \mathrm{K}^{-1}$
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	с	299 792 458 m s ^{-1}
Plancksches Wirkungsquantum	h	$6.626\ 069\ 57(29)\ \cdot 10^{-34}\ { m J}\ { m s}$
Stefan-Boltzmann-Konstante	$\sigma_{ m SB}$	$5.670 \ 373(21) \ \cdot 10^{-6} W \ m^2 \ K^{-4}$

Tabelle 6.1: Auflistung der Werte der in Kapitel 2 verwendeten Konstanten (aus National Institute of Standards and Technology, 2011)

Festkörperspezies

PHOENIX berücksichtigt folgende Festkörperspezies:

 $\mathrm{Al}_2\mathrm{O}_3[\mathrm{s}],\,\mathrm{Fe}[\mathrm{s}],\,\mathrm{MgO}[\mathrm{s}],\,\mathrm{MgSiO}_3[\mathrm{s}],\,\mathrm{Mg}_2\mathrm{SiO}_4[\mathrm{s}],\,\mathrm{SiO}_2[\mathrm{s}],\,\mathrm{TiO}_2[\mathrm{s}]$

Wachstumsreaktionen

TiO ₂	\leftrightarrow	$TiO_2[s]$
$\mathrm{TiO} + \mathrm{H_2O}$	\leftrightarrow	$\mathrm{TiO}_{2}[\mathrm{s}] + \mathrm{H}_{2}$
$\mathrm{Ti} + 2\mathrm{H}_{2}\mathrm{O}$	\leftrightarrow	$TiO_2[s] + 2H_2$
$TiS + 2H_2O$	\leftrightarrow	$\mathrm{TiO}_{2}[\mathrm{s}] + \mathrm{H}_{2}\mathrm{S} + \mathrm{H}_{2}$
$2Mg + SiO + 3H_2O$	\leftrightarrow	$Mg_2SiO_4[s] + 3H_2$
$2MgOH + SiO + H_2O$	\leftrightarrow	$Mg_2SiO_4[s] + 2H_2$
$2Mg(OH)_2 + SiO$	\leftrightarrow	$\mathrm{Mg_2SiO_4[s]} + \mathrm{H_2O} + \mathrm{H_2}$
$2Mg + SiS + 4H_2O$	\leftrightarrow	$Mg_2SiO_4[s] + H_2S + 2H_2$
$2MgOH + SiS + 2H_2O$	\leftrightarrow	$Mg_2SiO_4[s] + H_2S + 2H_2$
$2Mg(OH)_2 + SiS$	\leftrightarrow	$Mg_2SiO_4[s] + H_2 + H_2S0$
SiO_2	\leftrightarrow	$SiO_2[s]$
$\rm SiO + H_2O$	\leftrightarrow	$\mathrm{SiO}_2[\mathrm{s}] + \mathrm{H}_2$
$SiS + 2H_2O$	\leftrightarrow	$\mathrm{SiO}_2[s] + \mathrm{H}_2 + \mathrm{H}_2\mathrm{S}$
Fe	\leftrightarrow	$\mathrm{Fe}[\mathrm{s}]$
$\mathrm{FeO} + \mathrm{H}_2$	\leftrightarrow	$Fe[s] + H_2O$
$\mathrm{FeS} + \mathrm{H}_2$	\leftrightarrow	$Fe[s] + H_2S$
$Fe(OH)_2 + H_2$	\leftrightarrow	$Fe[s] + 2H_2O$
$2\text{AlOH} + \text{H}_2\text{O}$	\leftrightarrow	$Al_2O_3[s] + H_2$
$2\text{AlH} + 3\text{H}_2\text{O}$	\leftrightarrow	$Al_2O_3[s] + 4H_2$
$Al_2O + 2H_2O$	\leftrightarrow	$Al_2O_3[s] + 2H_2$
$2AlS + 3H_2O$	\leftrightarrow	$Al_2O_3[s] + 2H_2S + H_2$
$2AlO_2H$	\leftrightarrow	$Al_2O_3[s] + H_2O$
MgO	\leftrightarrow	MgO[s]
$Mg + H_2O$	\leftrightarrow	$MgO[s] + H_2$
MgOH	\leftrightarrow	$2 MgO[s] + H_2$
$Mg(OH)_2$	\leftrightarrow	$MgO[s] + H_2O$
$Mg + SiO + 2H_2O$	\leftrightarrow	$MgSiO_3[s] + 2H_2$
$2MgOH + 2SiO + 2H_2O$	\leftrightarrow	$2MgSiO_3[s] + 3H_2$
$Mg(OH)_2 + SiO$	\leftrightarrow	$MgSiO_3[s] + H_2$
$Mg + SiS + 3H_2O$	\leftrightarrow	$MgSiO_3[s] + H_2S + 2H_2$
$2MgOH + SiS + 4H_2O$	\leftrightarrow	$2\mathrm{MgSiO}_3[\mathrm{s}] + 2\mathrm{H}_2\mathrm{S} + 3\mathrm{H}_2$
$Mg(OH)_2 + SiS + H_2O$	\leftrightarrow	$MgSiO_3[s] + H_2S + H_2$

Tabelle 6.2: Auflistung der von DRIFT berücksichtigten Wachstumsreaktionen

Literaturverzeichnis

- [Burgasser 2007] BURGASSER, A. J.: Binaries and the L Dwarf/T Dwarf Transition.
 In: ApJ 659 (2007), April, S. 655–674
- [Burgasser u.a. 2008a] BURGASSER, A. J.; LIU, M. C.; IRELAND, M. J.; CRUZ,
 K. L.; DUPUY, T. J.: Subtle Signatures of Multiplicity in Late-type Dwarf Spectra: The Unresolved M8.5 + T5 Binary 2MASS J03202839-0446358. In: ApJ 681 (2008),
 Juli, S. 579-593
- [Burgasser u.a. 2008b] BURGASSER, A. J.; LOOPER, D. L.; KIRKPATRICK, J. D.; CRUZ, K. L.; SWIFT, B. J.: Clouds, Gravity, and Metallicity in Blue L Dwarfs: The Case of 2MASS J11263991-5003550. In: ApJ 674 (2008), Februar, S. 451–465
- [Burgasser u.a. 2007] BURGASSER, A. J.; LOOPER, D. L.; KIRKPATRICK, J. D.;
 LIU, M. C.: Discovery of a High Proper Motion L Dwarf Binary: 2MASS J152002244422419AB. In: ApJ 658 (2007), März, S. 557–568
- [Burgasser und McElwain 2006] BURGASSER, A. J. ; MCELWAIN, M. W.: Resolved Spectroscopy of M Dwarf/L Dwarf Binaries. I. DENIS J220002.05-303832.9AB. In: AJ 131 (2006), Februar, S. 1007–1014
- [Burgasser u.a. 2004] BURGASSER, A. J.; MCELWAIN, M. W.; KIRKPATRICK, J. D.;
 CRUZ, K. L.; TINNEY, C. G.; REID, I. N.: The 2MASS Wide-Field T Dwarf Search.
 III. Seven New T Dwarfs and Other Cool Dwarf Discoveries. In: AJ 127 (2004), Mai,
 S. 2856–2870
- [Burgasser u.a. 2009] BURGASSER, A. J.; WITTE, S.; HELLING, C.; SANDERSON,
 R. E.; BOCHANSKI, J. J.; HAUSCHILDT, P. H.: Optical and Near-Infrared Spectroscopy of the L Subdwarf SDSS J125637.13-022452.4. In: ApJ 697 (2009), Mai, S. 148–159

- [Chabrier und Baraffe 2000] CHABRIER, G. ; BARAFFE, I.: Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects. In: ARA&A 38 (2000), S. 337–377
- [Chiu u. a. 2006] CHIU, K.; FAN, X.; LEGGETT, S. K.; GOLIMOWSKI, D. A.; ZHENG,
 W.; GEBALLE, T. R.; SCHNEIDER, D. P.; BRINKMANN, J.: Seventy-One New L and T Dwarfs from the Sloan Digital Sky Survey. In: AJ 131 (2006), Juni, S. 2722–2736
- [Dehn 2007] DEHN, M.: Selfconsistent Dust Modelling in Brown Dwarfs, Universität Hamburg, Dissertation, April 2007
- [Hauschildt u.a. 2003] HAUSCHILDT, P. H.; BARMAN, T.; BARON, E.; ALLARD,
 F.: Temperature Correction Methods. In: Stellar Atmosphere Modeling Bd. 288, 2003,
 S. 227-+
- [Hauschildt und Baron 1999] HAUSCHILDT, P. H.; BARON, E.: Numerical solution of the expanding stellar atmosphere problem. In: Journal of Computational and Applied Mathematics 109 (1999), September, S. 41–63
- [Hauschildt und Baron 2007] HAUSCHILDT, P. H.; BARON, E.: PHOENIX version 15 (manual). http://www.hs.uni-hamburg.de/EN/For/ThA/phoenix/manual.html:, 2007
- [Hauschildt u. a. 1997] HAUSCHILDT, P. H.; BARON, E.; ALLARD, F.: Parallel Implementation of the PHOENIX Generalized Stellar Atmosphere Program. In: ApJ 483 (1997), Juli, S. 390-+
- [Helling u. a. 2008] HELLING, C. ; ACKERMAN, A. ; ALLARD, F. ; DEHN, M. ; HAU-SCHILDT, P. ; HOMEIER, D. ; LODDERS, K. ; MARLEY, M. ; RIETMEIJER, F. ; TSUJI, T. ; WOITKE, P.: A comparison of chemistry and dust cloud formation in ultracool dwarf model atmospheres. In: MNRAS 391 (2008), Dezember, S. 1854–1873
- [Helling u. a. 2001] HELLING, C.; OEVERMANN, M.; LÜTTKE, M. J. H.; KLEIN, R.; SEDLMAYR, E.: Dust in brown dwarfs. I. Dust formation under turbulent conditions on microscopic scales. In: A&A 376 (2001), September, S. 194–212
- [Helling und Woitke 2004] HELLING, C.; WOITKE, P.: Theory of Precipitating Dust Formation in Substellar Atmospheres. In: J. BEAULIEU, A. LECAVELIER DES ETANGS,

- & C. TERQUEM (Hrsg.): *Extrasolar Planets: Today and Tomorrow* Bd. 321, Dezember 2004, S. 199-+
- [Helling und Woitke 2006] HELLING, C.; WOITKE, P.: Dust in brown dwarfs. V. Growth and evaporation of dirty dust grains. In: A&A 455 (2006), August, S. 325–338
- [Looper u. a. 2007] LOOPER, D. L.; BURGASSER, A. J.; KIRKPATRICK, J. D.; SWIFT,
 B. J.: Discovery of an M9.5 Candidate Brown Dwarf in the TW Hydrae Association: DENIS J124514.1-442907. In: AJL 669 (2007), November, S. L97–L100
- [Looper u. a. 2008] LOOPER, D. L.; KIRKPATRICK, J. D.; CUTRI, R. M.; BARMAN, T.;
 BURGASSER, A. J.; CUSHING, M. C.; ROELLIG, T.; MCGOVERN, M. R.; MCLEAN,
 I. S.; RICE, E.; SWIFT, B. J.; SCHURR, S. D.: Discovery of Two Nearby Peculiar L
 Dwarfs from the 2MASS Proper-Motion Survey: Young or Metal-Rich? In: ApJ 686 (2008), Oktober, S. 528-541
- [Ludwig u. a. 2002] LUDWIG, H.-G. ; ALLARD, F. ; HAUSCHILDT, P. H.: Numerical simulations of surface convection in a late M-dwarf. In: A&A 395 (2002), November, S. 99–115
- [McElwain und Burgasser 2006] MCELWAIN, M. W. ; BURGASSER, A. J.: Resolved Spectroscopy of M Dwarf/L Dwarf Binaries. II. 2MASS J17072343-0558249AB. In: AJ 132 (2006), November, S. 2074–2081
- [Mihalas 1970] MIHALAS, D.: Stellar Atmospheres. First. San Francisco: Freeman, 1970
- [Muench u. a. 2007] MUENCH, A. A. ; LADA, C. J. ; LUHMAN, K. L. ; MUZEROLLE, J. ; YOUNG, E.: A Spitzer Census of the IC 348 Nebula. In: AJ 134 (2007), Juli, S. 411–444
- National Institute of Standards and Technology 2011NATIONAL IN-**TECHNOLOGY:** CODATA Interna-STITUTE STANDARDS AND OF recommended values Fundamental tionally ofthePhysical Constants. http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html. 2011
- [Rayner u. a. 2003] RAYNER, J. T.; TOOMEY, D. W.; ONAKA, P. M.; DENAULT, A. J.; STAHLBERGER, W. E.; VACCA, W. D.; CUSHING, M. C.; WANG, S.: SpeX:

A Medium-Resolution 0.8-5.5 Micron Spectrograph and Imager for the NASA Infrared Telescope Facility. In: *PASP* 115 (2003), März, S. 362–382

- [Reid u. a. 2006] REID, I. N.; LEWITUS, E.; BURGASSER, A. J.; CRUZ, K. L.: 2MASS
 J22521073-1730134: A Resolved L/T Binary at 14 Parsecs. In: ApJ 639 (2006), März,
 S. 1114-1119
- [Rutten 2003] RUTTEN, R. J.: Radiative Transfer in Stellar Atmospheres. eighth. Utrecht University lecture notes, Mai 2003
- [Sheppard und Cushing 2009] SHEPPARD, S. S. ; CUSHING, M. C.: An Infrared High Proper Motion Survey Using the 2MASS and SDSS: Discovery of M, L, and T Dwarfs. In: AJ 137 (2009), Januar, S. 304–314
- [Siegler u. a. 2007] SIEGLER, N. ; CLOSE, L. M. ; BURGASSER, A. J. ; CRUZ, K. L. ; MAROIS, C. ; MACINTOSH, B. ; BARMAN, T.: Discovery of a 66 mas Ultracool Binary with Laser Guide Star Adaptive Optics. In: AJ 133 (2007), Mai, S. 2320–2326
- [Weigert und Wendker 2001] WEIGERT, A.; WENDKER, H. J.: Astronomie und Astrophysik. third. VCH, 2001
- [Witte 2008] WITTE, S.: Dust formation in L dwarf atmospheres. Februar 2008
- [Witte 2011] WITTE, S.: Simulation of atmospheric dust clouds, Universität Hamburg, Dissertation, Juni 2011
- [Woitke und Helling 2003] WOITKE, P. ; HELLING, C.: Dust in brown dwarfs. II. The coupled problem of dust formation and sedimentation. In: A&A 399 (2003), Februar, S. 297–313
- [Woitke und Helling 2004] WOITKE, P. ; HELLING, C.: Dust in brown dwarfs. III. Formation and structure of quasi-static cloud layers. In: A&A 414 (2004), Januar, S. 335–350

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schema des Staubbildungszyklus	10
2.2	Verhältnis der Staubvolumensäulendichte $\sigma_{3,s}$ einer bestimmten Staubsorte	
	s zur Gesamtstaubvolumensäulendichte σ_3 in Abhängigkeit von der Effek-	
	tivtemperatur (Witte, 2011)	11
2.3	Lebensspanne eines Staubteilchens, betrachtet vom Abstieg aus den ho-	
	hen Atmosphärenschichten bis zur Verdampfung in den tiefsten Schichten	
	(Witte, 2011)	12
4.1	Vergleich von Modellspektren (rot) der Effektivtemperatur 2900K mit ver-	
	schiedenen Overshooting Parametern β (rot) mit einem beobachtetem Spek-	
	trum (schwarz)	21
4.2	Spektrenvergleich vom Modellspektrum (rot) und beobachtetem $Spektrum$	
	(schwarz) von 2MASS IJ0439010-235308 mit der optischen Spektralklasse	
	L6	21
4.3	Vergleich vom Modellspektrum (rot) und beobachtetem Spektrum (schwarz)	
	mit Spektren der optischen Spektralklassen L3.5 (oben links), L5 (oben	
	rechts), L6 (unten links) und L6.5 (unten rechts).	22
4.4	Bester Fit des Modelspektrums (rot) zu dem Spektrum des Objekts KPNO4	
	(schwarz) mit der nahinfrarot Spektralklasse M9.5 als Negativbeispiel	23
4.5	Gefittete Effektivtemperaturen zugeordnet zu den bekannten optischen und	
	nahinfrarot Spektralklassen.	24
4.6	Staubhäufigkeit, dargestellt durch die Integration des Volumenstaubmo-	
	ments L_3 über die Höhe, bei verschiedenen Overshootingvariationen β . Die	
	Werte von $\beta = 2.2$ entstammen Witte (2011)	25

4.7 Abhängigkeit des Overshooting-Parameters von der Effektivtemperatur $\ .$. $\ 26$

Tabellenverzeichnis

4.1	Zuordnung von Effektivtemperatur und Overshooting zu den beobachteten	
	M-Zwergen mit gof als goodness-of-fit. Die mit * gekennzeichnetet Spektren	
	wurden zusätzlich zu Witte (2011) betrachtet.	19
4.2	Zuordnung von Effektivtemperatur und Overshooting zu den beobachteten	
	L-Zwergen mit gof als goodness-of-fit. Die mit * gekennzeichnetet Spektren	
	wurden zusätzlich zu Witte (2011) betrachtet. \ldots \ldots \ldots \ldots	20
6.1	Auflistung der Werte der in Kapitel 2 verwendeten Konstanten (aus Natio-	
	nal Institute of Standards and Technology, 2011)	32
6.2	Auflistung der von DRIFT berücksichtigten Wachstumsreaktionen	33

Danksagung

Für die Unterstützung bei meiner Bachelorarbeit möchte ich mich bei folgenden Personen herzlich bedanken:

Prof. Peter Hauschildt danke ich für die Vergabe der Bachelorarbeit und die Themenauswahl. Ich habe mich mit diesem Thema sehr wohl gefühlt und bewundere es, wie Peter es trotz seines übervollen Terminkalenders dennoch schafft, stets freundlich und erreichbar zu sein.

Weiterhin danke ich Prof. Dr. Jürgen Schmitt für die Bereitschaft, meine Bachelorarbeit als Zweitgutachter zu bewerten.

Ganz besonderer Dank gilt meinem Betreuer Sören Witte, der mich stets gefördet, konstruktiv kritisiert und unterstützt hat.

Vielen Dank auch an Dr. Andreas Schweitzer für das Korrekturlesen dieser Arbeit und für das Geben weiterer hilfreicher Tipps.

Ein weiterer Dank geht an die restliche PHOENIX-Arbeitsgruppe und dem gesamten Sternwartenpersonal für die freundliche Aufnahme.

Für die gelegentliche Ablenkung und moralische Unterstützung bedanke ich mich bei meinen Freunden, vor allem bei Svenja Bäßler, die immer für mich da ist, wenn ich sie brauche.

Danke auch an David Werner für seine Unterstützung und das scheinbar grenzenlose Verständnis, dass er mir bezüglich der Zeitintensität meines Studiums entgegenbringt.

41

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel - insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet - Quellen - benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, den 20.07.2011