Gleichgewichtshäufigkeiten
in
heißen Weißen Zwergen

Diplomarbeit

vorgelegt von

Sonja Schuh

Eberhard-Karls-Universität Tübingen
Institut für Astronomie und Astrophysik
- Abteilung Astronomie -

Juni 2000

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Vorwort

Heiße Weiße Zwerge des weitaus am häufigsten vorkommenden Spektraltyps DA zeigen zwar im optischen Spektralbereich reine Wasserstoffatmosphären, im UV und EUV ist ihr Aussehen jedoch entscheidend mitbestimmt von metallischen Absorbern, die noch in Spuren ($< 10^{-4}$ Anteil an der Gesamtteilchenzahl) in der Atmosphäre vorhanden sind. Trotz ihrer geringen Häufigkeit werden Metalle in diesem Bereich maximalen Flusses durch ihre vielen starken Linien sichtbar, denn der überwiegend vorhandene Wasserstoff ist hier praktisch durchsichtig. Dennoch haben die Metalle auch auf den optischen Teil des Spektrums beobachtbare Auswirkungen, da sie die Struktur insgesamt beeinflussen.

Während sich die übersolare Häufigkeit von Wasserstoff an der Sternoberfläche dieser entwickelten Objekte durch diffusionsbedingtes Aufschwimmen des leichtesten Elements erklärt, ist die Ursache dafür, daß dennoch auch schwerere Elemente vorhanden sind, der radiative Auftrieb, den letztere durch das starke Strahlungsfeld erfahren und der ihrer Tendenz zum Absinken im Schwerefeld entgegenwirkt.

Bisherige Analysen haben die Elementhäufigkeiten für die meisten Objekte des in dieser Arbeit betrachteten Samples mit Atmosphärenmodellen bestimmt, bei denen die Häufigkeiten freie Parameter waren und über die gesamte Atmosphäre denselben Wert hatten (chemisch homogene Modelle). Diese Ergebnisse werden üblicherweise mit Rechnungen von Chayer et al. (1995b) verglichen, die die Häufigkeiten aus dem Gleichgewicht zwischen Schwere- und Strahlungsbeschleunigung bestimmen. Die dabei verwendeten Strahlungsfelder gehören wieder zu homogenen Atmosphärenmodellen. Es wird nur an einem Tiefenpunkt in der Atmosphäre (Rosselandsche optische Tiefe $\tau_{\rm ross} = \frac{2}{3}$) die Gleichgewichtshäufigkeit für jedes zusätzliche Element einzeln angegeben, ohne die Rückwirkung der Anwesenheit anderer inhomogen verteilter Elemente auf die Struktur und letztendlich das Strahlungsfeld zu berücksichtigen. Deshalb sollte es auch nicht weiter verwundern, daß diese Gleichgewichtshäufigkeiten oft nicht zu den mit anderen homogenen Atmosphären gewonnenen Analyseergebnissen passen. Erweiterungen davon sind Atmosphären, die die Häufigkeit eines einzelnen Elements, dessen Verteilung im betrachteten Einzelfall besonders wichtig erscheint, in zwei Schichten unterschiedlich annehmen, wobei die Lage des Übergangs von einem Häufigkeitswert zum anderen als ein weiterer freier Parameter behandelt wird.

Eine entscheidende Weiterentwicklung ist die Verwendung des Gleichgewichtsansatzes zur Erzeugung chemisch geschichteter Modellatmosphären, bei denen die Rückwirkung der gefundenen tiefenabhängigen Häufigkeiten auf das Strahlungsfeld selbstkonsistent berücksichtigt wird. Der prinzipielle Erfolg dieses Konzepts konnte an einem Einzelbeispiel bereits demonstriert werden (Dreizler & Wolff, 1999)[1]; dennoch bleiben noch viele Fragen zur generellen Anwendbarkeit dieser neuen Mo-

[1] Dieser Erfolg beruht auf der Tatsache, daß verschiedene Wellenlängenbereiche in unterschiedlichen Tiefen entstehen (kurzwelligere Spektralbereiche entstehen meist in größeren Tiefen). Analysen in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen (auch auf kleinen Skalen, im vorliegenden Beispiel sowohl Teile des EUV-Spektrums untereinander als auch das

delle offen, von denen einige im folgenden angegangen werden sollen.

So wird zu klären sein, ob sich bei diesem Vorgehen zum Beispiel systematische Abweichungen gegenüber bisherigen Analysen in den atmosphärischen Parametern Effektivtemperatur $T_{\rm eff}$ und Oberflächenschwerebeschleunigung g ergeben und wenn ja, wo diese herrühren. Besonders spannend ist auch, ob die selbstkonsistente Häufigkeitsbestimmung mit den Modellen auf ihrem bisherigen Entwicklungsstand in ihrer Genauigkeit bereits an homogene NLTE-Analysen mit ihren sorgfältig für jedes einzelne Element eingestellten Werten herankommt.

Erreicht man dieses Ziel, so verkleinert sich nicht nur der Parameterraum der Modelle mit $T_{\rm eff}$ und $\log\ g$ auf nur noch zwei Dimensionen. Dann sollten vor allem auch Linienprofile von Metallen besser reproduzierbar sein, und Multi-Wellenlängen-Analysen sollten konsistente Ergebnisse liefern.

Abweichungen können sich sowohl aus eventuell unzulänglichen, in den Modellen verwendeten Näherungen ergeben, als auch aus, in den Modellen nicht berücksichtigten, konkurrierenden Prozessen wie Massenverlust oder Akkretion, die, wenn vorhanden, ebenfalls die Häufigkeitsschichtung beeinflussen. Bevor solche komplexeren Fragestellungen angegangen werden können, muß jedoch erst einmal die Güte der jetzigen Modelle festgestellt werden. Dafür wurde ein Sample von Weißen Zwergen so ausgesucht, daß mögliche konkurrierende Prozesse zu gravitativem Absinken und radiativem Auftrieb keine entscheidene Rolle spielen sollten.

Obwohl diese Untersuchung sich zunächst hauptsächlich auf EUV-Spektren stützt, sollen die dort gewonnenen Ergebnisse dann auch anhand von UV- und optischen Spektren überprüft werden.

Jedem folgenden Kapitel ist eine kleine Zusammenfassung vorangestellt, die den Inhalt kurz zusammenfaßt. Die wichtigsten Aussagen dieser Arbeit werden am Ende noch einmal in einem eigenen Kapitel dargelegt.

UV-Spektrum im Vergleich dazu) können aus diesem Grund untereinander inkompatible homogene Häufigkeiten ergeben. Dieses Problem kann mit tiefenabhängigen Häufigkeiten, die in tieferen Schichten dann beispielsweise mehr Opazität liefern, gelöst werden.

Teil I

Einleitung

Kapitel 1

Motivation

Sterne sind nicht unveränderlich, sie werden geboren, entwickeln sich, durchlaufen verschiedene Phasen und sterben schließlich.

Hier wird eine sehr kurze Einführung in die Gebiete Sternentwicklung und Sternatmosphären gegeben. Für Details zur Sternentwicklung empfiehlt sich zum Beispiel Kippenhahn & Weigert (1990). In den Sternatmosphären entsteht das von uns beobachtete elektromagnetische Spektrum. Die theoretischen Grundlagen zur Modellierung von Atmosphären und Spektren sind zum Beispiel in Mihalas (1978) gegeben.

Diffusionsprozesse können für das Erscheinungsbild der Spektren von Wichtigkeit sein und spielen insbesondere für Weiße Zwerge eine große Rolle. Deshalb wird genauer auf diese Prozesse eingegangen, bevor abschließend die Weißen Zwerge als Sterntyp vorgestellt werden.

Insgesamt soll die Notwendigkeit einer möglichst realitätsnahen Modellierung von Sternen und insbesondere ihren Atmosphären dargelegt werden, um deutlich zu machen, warum sich die folgende Arbeit mit der Frage der Anwendbarkeit eines neuen Modelltyps beschäftigt.

1.1 Eine Einführung

Sterne, die während ihres Daseins auf der Hauptreihe, der längsten Lebensphase eines Sterns, in der Wasserstoff im Inneren zu Helium fusioniert wird, eine Masse von mehr als etwa zehn Sonnenmassen haben, durchlaufen eine Entwicklung, an deren Ende so exotische Objekte wie Neutronensterne oder Schwarze Löcher stehen. Der größte Teil der Sterne ist jedoch masseärmer und beendet sein Leben als sogenannter Weißer Zwerg, einem Zustand, in dem alle Fusionsprozesse erloschen sind. Der Stern ist so kompakt, daß die Elektronen im Innern Fermi-entartet sind. Nur dieser Entartungszustand des Elektronengases erlaubt es überhaupt, einen Druck aufzubauen, der groß genug ist, um dem Gravitationsdruck der äußeren Schichten standzuhalten und so einen Kollaps des Sterns zu verhindern. Die Leuchtkraft ist zunächst noch hoch (etwa tausendmal die Leuchtkraft der Sonne), nimmt aber im Laufe der zunehmenden Abkühlung des Weißen Zwerges ab.

Die Sternentwicklungstheorie beginnt bei den Entstehungsstadien von Sternen bis zum Erreichen der Nullalter-Hauptreihe[1]. Sie umfaßt als nächstes die Veränderungen, die zu einer zunächst langsamen Bewegung weg bis zum endgültigen Verlassen der Hauptreihe führen. Unsere Sonne befindet sich hier auf halbem Weg und dient für dieses Stadium aufgrund ihrer Nähe als das Untersuchungsobjekt schlechthin. Der Einfachkeit halber soll deshalb auch die darauffolgende Entwicklung am Beispiel eines sonnenähnlichen Sterns weiterverfolgt werden. Durch die Verlagerung des Wasserstoffbrennens vom ausgebrannten Kern in eine Schale folgt die Entwicklung zum Roten Riesen, bis das schlagartige Zünden des Heliumbrennens, dem sogenannten Helium Flash, den Stern auf den Horizontalast führt, den er erst nach längerem ruhigem Heliumbrennen wieder verläßt. Über den asymptotischen Riesenast (AGB, asymptotic giant branch) gelangt er dann in den Bereich sehr hoher Leuchtkräfte, was von starkem Massenverlust durch von Strahlungsdruck getriebenen Winden begleitet wird. Die darauffolgenden Stadien werden als post-AGB-Entwicklung zusammengefaßt und bilden ein Arbeitsgebiet der Gruppe, in der diese Diplomarbeit angefertigt wurde.

Diese Spätstadien der Sternentwicklung erstrecken sich vom obersten Ende des AGB bis zur Abkühlsequenz der Weißen Zwerge. Auf dem Scheitel des AGB erleiden die Sterne durch thermische Pulse weiteren Massenverlust, ausgelöst jeweils durch den Wechsel zwischen Wasserstoff- und Helium-Schalenbrennen. Die Leuchtkraft erreicht bald einen hohen, aber nach Verlassen des AGB konstanten Wert, während die Temperatur schnell ansteigt, da der heiße Kern durch die dünner werdende Hülle durchzuscheinen beginnt. Über den Bereich der Zentralsterne planetarischer Nebel, Nebel, die dadurch sichtbar werden, daß der zunehmend heißer werdende Stern die zuvor abgestoßene Materie zum Leuchten anregt, gelangt er schließlich bis zum Beginn der Abkühlsequenz der Weißen Zwerge, der durch das Erlöschen des letzten Fusionmechanismus markiert wird. Ein später thermischer Puls kann nun noch zu einem Zurückwerfen des Sterns auf den AGB führen, so daß die beschriebene Entwicklung nochmals durchlaufen wird. Dies wird als Born-Again Scenario bezeichnet und ist eine mögliche Erklärung für die Existenz wasserstoffarmer post-AGB Sterne, eines der aktuellen Probleme auf diesem Gebiet.

Die Atmosphären heißer ($T_{\rm eff} > 30\,000\,$K) post-AGB Sterne befinden sich im Strahlungsgleichgewicht, der Energietransport findet dort also nicht durch Konvektion statt. Dies bedeutet eine Vereinfachung der Modellierung, da die Physik der Konvektion nur sehr schwer beschreibbar, der Strahlungstransport hingegen gut verstanden ist. Daneben ist es allerdings auch wichtig sich klarzu-

[1] definiert durch das Erreichen stabilen Wasserstoffbrennens im Kern

machen, daß sich die Atmosphären dieser Sterne nicht im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befinden, welches lediglich für kühlere Sterne eine gute Näherung darstellt. Daß sich Sterne nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, ist einleuchtend, da sie ständig Strahlung aussenden. Lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE, local thermodynamic equilibrium) hingegen bedeutet, daß die Strahlung, die an einem bestimmten Ort in einer Sternatmosphäre ausgesandt wird, in engem Zusammenhang mit der Temperatur steht, die an diesem Ort herrscht. Dann sind auch die Besetzungszahlen der einzelnen Ionisationsstufen und Niveaus eines Atoms durch die lokale Temperatur bestimmt und ohne allzu großen Aufwand über eine Saha- beziehungsweise Boltzmann-Verteilung berechenbar. Bei Präsenz eines starkes Strahlungsfeldes, das seinen Ursprung in tieferen, heißeren Schichten des Sterns hat, werden jedoch atomare Übergänge mit Raten induziert, die nichts mehr mit der lokalen Temperatur zu tun haben müssen. Die Nicht-Lokalität tritt auf, wenn die mittlere freie Weglänge der Photonen groß ist, also insbesondere in weit außen liegenden Atmosphärenschichten. Stark bedeutet hier für ein Strahlungsfeld, daß die Photonendichte so hoch ist, daß die Photonenstoßraten über Elektronenstoßraten dominieren. Zwar nimmt auch die Elektronenstoßrate mit der Temperatur zu ($\approx \sqrt{T}$), die radiativen Raten wachsen jedoch immer mindestens linear mit der Temperatur an. Die Besetzungszahlen sind dann sogenannte non-LTE Besetzungszahlen und bewirken, daß die Strahlung, die nun an diesem Ort in der Atmosphäre vorherrscht, nur geringfügig von der lokalen Temperatur abhängt. Sie ist vielmehr abhängig davon, wie die jeweils vorhandenen Elemente auf das eingestrahlte Strahlungsfeld reagieren.

Während erste non-LTE-Modelle für heiße Sternatmosphären (Auer & Mihalas, 1969a,b,c) nur Wasserstoff, dann auch Helium enthielten, wurde mit der Berücksichtigung der CNO-Elemente und in letzter Zeit dem Einbinden der Eisengruppenelemente den tatsächlichen Verhältnissen immer besser Rechnung getragen. Aufgrund der sehr vielen simultan zu lösenden Ratengleichungen steigt der numerische Aufwand gerade für die Eisengruppenelemente mit ihren Millionen Übergängen stark an und erfordert zusätzlich zu Lösungsalgorithmen wie zum Beispiel dem ALI-Verfahren (siehe auch Kapitel 4.1.2) auch bei den Modellatomen neue, insbesondere statistische Herangehensweisen. Damit sind nun auch die non-LTE-Rechnungen, was die verwendbaren Atommodelle anbelangt, auf einem ähnlich komplexen Stand wie LTE-Rechnungen (Kurucz, 1979) angelangt.

Andere wichtige Entwicklungen beinhalten dynamische Rechnungen, die statt rein stationären Atmosphären auch Winde mit zu berücksichtigen in der Lage sind. Bei Modellen für ausgedehnte Atmosphären, wie sie zum Beispiel im Bereich der Zentralsterne planetarischer Nebel vorkommen, wird die Einschränkung der planparallelen Näherung aufgehoben und stattdessen eine sphärisch-symmetrische Geometrie verwendet. Zu diesen Neuerungen zählen auch die Diffusionsmodelle, bei denen die Elementhäufigkeiten nicht homogen für die gesamte Atmosphäre vorgegeben werden, sondern aus dem Zusammenspiel von gravitationsbedingtem Absinken und radiativem Auftrieb tiefenabhängig bestimmt werden, und von denen im folgenden noch ausführlich die Rede sein wird.

Die Modellierung von Sternatmosphären setzt im Gegensatz zur Modellierung des gesamten Sternaufbaus andere Schwerpunkte. Beim Sternaufbau soll die Zeitabhängigkeit der Entwicklungsrechnungen direkt das Verständnis der Sternentwicklung demonstrieren. Atmosphärenrechnungen setzen eine Stufe davor an und stellen eine Art Bindeglied zwischen Beobachtungsmaterial und einer umfassenden Sternentwicklungstheorie dar.

Eine der wenigen überhaupt zugänglichen Informationsquellen über Sterne sind deren Spektren, also das wellenlängenzerlegte Licht, welches in der Photosphäre entsteht, die meist nur eine sehr dünne äußere Hülle ($\sim 1\,\%$ des Sternradius) darstellt. Die verschiedenen Spektralbereiche werden zugänglich gemacht durch Radioteleskope, erdgebundene oder in einer Erdumlaufbahn befindliche optische Teleskope, und Satelliten, die auch die kurzwellige Strahlung noch beobachten können, gegen die uns die Erdatmosphäre abschirmt. Von diesen kurzwelligen Bereichen, die das UV (Ultraviolett), EUV (extremes UV), den weichen und harten Röntgenbereich sowie Gammastrahlung umfassen, ist insbesondere der Ausschnitt vom UV (beginnend bei 3000 Å als der oberen Grenze des optischen Fensters bis zur Lyman-Kante bei 911 Å, wo der interstellare neutrale Wasserstoff beginnt das Licht stark zu absorbieren[2]) bis zum EUV (von etwa 400 Å bis etwa 50 Å) wichtig, wenn man sich für heiße Sterne interessiert, da diese dort ihr Flußmaximum haben[3].

Hier wird schon deutlich, daß das Aussehen der Spektren zum Beispiel wesentlich von dem Parameter Effektivtemperatur[4] bestimmt wird. Ähnlich wichtige Rollen spielen auch die Oberflächenschwerebeschleunigung und die chemische Zusammensetzung des Sterns[5]. Die so aufgenommenen Spektren können nun mit Hilfe von Modellen interpretiert werden, die die tatsächlichen Verhältnisse in deren Entstehungsgebieten, also den Sternatmosphären, möglichst genau wiedergeben. In der Praxis berechnet man hierfür ganze Modellgitter mit jeweils verschiedenen Parametern mit den zugehörigen theoretischen Spektren und erhält so durch den direkten Vergleich mit der Beobachtung die den Stern am besten beschreibende Parameterkombination.

Damit hat man sich Informationen über wichtige physikalische Eigenschaften des Objekts verschafft. Indem dies für ganze Gruppen von Objekten wiederholt wird, erarbeitet man sich eine Grundlage, die zunächst eine Ansammlung von Momentaufnahmen von Sternen zu einem bestimmten Zeitpunkt ihres Lebens darstellt. Aufbauend auf dieser Grundlage können Überlegungen zur tatsächlichen zeitlichen Entwicklung angestellt werden, die dann Verbindungen in dem Sinne herstellen, daß eine Klasse von Sternen als Vorgänger oder Nachfolger einer anderen identifiziert wird.

So sind in einem iterativen Prozeß die zu Anfang dieses Kapitels beschriebenen Vorstellungen über das Leben eines Sterns geringer oder mittlerer Masse erarbeitet worden. Während der Ablauf eines Sternenlebens in seinen groben Zügen schon in den vierziger Jahren (Schönberg & Chandrasekhar, 1942) bekannt war, sind im Detail viele Vorgänge, besonders im post-AGB-Bereich, immer noch unklar. Das Verständnis wird durch das Zusammenspiel von Spektralanalysen und dem Entwurf passender Entwicklungsszenarien, deren Vorhersagen wiederum durch Beobachtungen geprüft und gegebenenfalls revidiert werden können, ständig weiter vorangetrieben.

[2] 1 Å entspricht 10^{-10}m. Die Lyman Kante kommt dadurch zustande, daß die Energie der Photonen oberhalb dieser Kante größer ist als die Ionisationsenergie des atomaren Wasserstoffs und diese Photonen folglich in Ionisationsprozessen absorbiert werden können.

[3] In diesem Spektralbereich liegt bei heißen Sternen außerdem das Gros der Absorptionslinien, welche wichtige Informationsträger sind. Vgl. hierzu auch Abbildungen 2.3 und 2.5

[4] Als Effektivtemperatur definiert man die Temperatur, die ein schwarzer Körper hätte, der die gleiche Leistung pro Fläche abstrahlt wie der Stern.

[5] Zusätzlich bewirkt die zwischen Stern und Erde befindliche interstellare Materie eine charakteristische Abschwächung des Lichts, deren korrekte Berücksichtigung einen nicht unerheblichen Aufwand erfordert.

1.2 Problemstellung

Aufgrund der Veränderungen in der chemischen Zusammensetzung, die ein Stern im Laufe seines Lebens durch Fusionsprozesse erfährt[6], sind die jeweiligen analysierten Elementhäufigkeiten wichtige Randbedingungen für Sternentwicklungstheorien. Eine besondere Rolle spielen hier wiederum die Eisengruppenelemente, deren Häufigkeit durch keinen Fusionsprozeß verändert werden kann, der in Sternen geringer oder mittlerer Masse vorkommt. Diese Elemente sind deshalb ein Maß dafür, welchen Anteil an Elementen schwerer als Wasserstoff und Helium ein Stern bereits zu Beginn seiner Entwicklung hatte. Häufigkeitsbestimmungen sowohl leichterer (insbesondere C, N, O, Si) als auch schwererer (Fe, Ni) Elemente, im folgenden meist gemeinsam unter dem Begriff Metalle zusammengefaßt, sind deshalb eine der zentralen Aufgaben der Spektralanalyse. Bei der Analyse von Sternspektren mit Modellatmosphären stellen sie aber gleichzeitig auch eines der zentralen Probleme dar, da jedes zusätzlich berücksichtigte Element einen weiteren freien Modellparameter bedeutet, der angepaßt werden muß.

Üblicherweise wird für die gesamte Atmosphäre nur ein Häufigkeitswert pro Element angegeben, was der Annahme einer homogenen Verteilung dieses Elements über die Tiefe entspricht. Im Prinzip kann die Häufigkeit jedoch mit der Tiefe variieren, und es sind auch verschiedene Mechanismen bekannt, die die Häufigkeiten zum Beispiel in der äußersten Hülle, aber auch in anderen Schichten, verändern können. Auch wenn keine Fusionsprozesse stattfinden, können doch Umverteilungsprozesse wie Konvektion oder selektive Winde die Zusammensetzung einer einzelnen Schicht nachhaltig verändern. Eine besonders wichtige Rolle spielt hierbei für mehrere Klassen von Sternen auch die Diffusion, die eine gravitative Trennung der Elemente bewirkt. So schwimmt zum Beispiel der leichte Wasserstoff oben auf, während schwerere Elemente nach unten absinken. Dieser Bewegung wirkt der Auftrieb durch Strahlungsdruck entgegen, der, da der Impulsübertrag hier über Linien- und Kontinuaübergänge stattfindet, ebenfalls selektiv auf die einzelnen Elemente wirkt.

Wenn man geschichtete Modelle benützen möchte, multiplizieren sich die zu bestimmenden Häufigkeiten im Prinzip mit der Zahl der verwendeten Tiefenpunkte. Da die Physik dieses Trennungsmechanismus bekannt ist (Eddington, 1939; Schatzman, 1949; Schatzman, 1958), eröffnet dies die Möglichkeit einer Formulierung, in der die Häufigkeiten überhaupt keine freien Parameter mehr sind. Stattdessen werden die Häufigkeiten in jeder Tiefe aus der Gleichgewichtslösung, bei der sich Schwerebeschleunigung und Strahlungsbeschleunigung gerade die Waage halten, bestimmt. Ist also das Aussehen einer Sternatmosphäre von diesem Mechanismus dominiert, sollten sich die Häufigkeiten als Gleichgewichtshäufigkeiten ergeben, und für statische planparallele Atmosphären blieben als einzige freie Parameter die Effektivtemperatur und die Oberflächenschwerebeschleunigung. Das würde eine deutliche Verringerung des Aufwandes beim Erstellen von Modellgittern zur Auswertung von Beobachtungen bedeuten. Anwendbar sein sollte dieses Vorgehen bei Sternen, deren Entwicklungszeitskalen sehr viel länger sind als die zugehörigen Diffusionszeitskalen. Diffusionszeitskalen werden dann besonders kurz, wenn hohe Schwerebeschleunigungen im Spiel sind. Das betrifft speziell Weiße Zwerge aller Spektralsequenzen. Eine typische Schwerebeschleunigung

[6] Der überwiegende Anteil der Materie des Universums hat sich schon einmal in einem Stern befunden oder befindet sich noch dort. Nur durch die Elementsynthese in Sternen kann sich der Anteil der schwereren Elemente zuungunsten der ursprünglich fast ausschließlich vorhandenen Elemente Wasserstoff und Helium so erhöhen, daß zum Beispiel die Bildung von Planeten und die Entstehung von kohlenstoffbasiertem Leben ermöglicht wird. Sternentwicklung stellt damit einen wesentlichen Bestandteil des Materiekreislaufs im Universum dar.

von log $g = 8$ (in *cgs*-Einheiten) hat in der Atmosphäre (gerechnet bis $\log \Delta M/M_{\odot} = -15$)[7] eine Diffusionszeit von unter einem Jahr zur Folge, was gegenüber den 3×10^6 Jahren Abkühlungzeit, die bis zum Erreichen einer Temperatur von 50 000 K vergehen, vernachlässigbar klein ist[8]. Mit ihrer allein aufgrund ihres fortgeschrittenen Entwicklungszustandes gänzlich unverständlichen Heliumarmut sind sie ein Paradebeispiel dafür, wie Diffusion die Zusammensetzung einer Atmosphäre völlig verändern kann. Aufgrund des langen Aufenthalts kann Diffusion auch das spektrale Erscheinungsbild auf der Hauptreihe beeinflussen. In Frage kommen dafür aber nur A-Sterne, da bei kühleren Sternen Konvektion und bei heißeren Sternwinde die Diffusion verhindern. In der Sonne sind die Diffusions- und Entwicklungszeitskalen unterhalb der Konvektionszone in etwa gleich lang; aufgrund der Geschichte der Sonne sind dort somit bereits geringfügige Trennungseffekte meßbar. Das lange Verweilen im aktuellen Entwicklungszustand führt bei Unterzwergen des Spektraltyps B (auf dem extremen Horizontalast befindlichen Exoten, Heber et al. (1984); Heber (1986)) ebenfalls dazu, daß Diffusion als ein deren Aussehen stark mitbestimmender Faktor angesehen wird. Bei einer konsequenten Verfolgung dieses Ansatzes hängt das Aussehen der betroffenen Sterne kaum mehr von deren Vorgeschichte ab. Damit verliert man einen Großteil der ursprünglich erhofften Informationen über die zuvor durchlaufene Entwicklungsgeschichte. Insbesondere bei den Weißen Zwergen tritt an die Stelle der fusionsbedingten chemischen Entwicklung die Weiterentwicklung durch Diffusionsprozesse, um das jeweils aktuelle Aussehen anhand früherer Stadien zu erklären.

Ob auf diesem Gleichgewichtsansatz aufbauende Modellatmosphären in der Lage sind, beobachtete Spektren zufriedenstellend zu reproduzieren, soll hier am Beispiel einer Gruppe von heißen DA Weißen Zwergen untersucht werden. Es liegen für alle Mitglieder dieser Gruppe EUVE-Spektren vor, für einige auch hochaufgelöste IUE-, HST-GHRS- oder HST-STIS-Spektren, sowie optische Spektren mittlerer Auflösung[9].

1.3 Weiße Zwerge

Der Großteil aller Sterne (98 %) beendet ihr Leben als Weißer Zwerg. Weil früher oder später also der größte Teil der im Universum vorhandenen sichtbaren Materie in Weißen Zwergen endet, ist das Interesse an diesen Sternen nicht nur dadurch motiviert, daß sie am Ende der überwiegenden Anzahl von möglichen Entwicklungswegen stehen, sondern das Verständnis dieser Objekte spielt auch für das Verstehen des gesamten kosmischen Materiekreislaufs eine bedeutende Rolle. Von den ursprünglich bis zu 10 $M_{\odot}$ wurde bis zum Erreichen des Endstadiums als Weißer Zwerg der überwiegende Anteil als prozesssierte Materie wieder abgegeben. Ein typischer Vertreter dieser Art macht mit einer Masse von durchschnittlich nur noch 0.6 $M_{\odot}$, die eine Kugel von gerade einmal etwa einem Erdradius bildet, seinem Namen Zwergstern alle Ehre. Durch diese Kompaktheit ergibt sich eine sehr hohe Oberflächenschwerebeschleunigung von log $g = 8$ in *cgs*-Einheiten, was dem 100 000-fachen des Wertes auf der Erdoberfläche entspricht. Die Atmosphäre ist nur einige hundert Meter dick.

Bei den Weißen Zwergen werden zwei Spektralsequenzen (DA und non-DA) unterschieden, denen der vorangestellte Großbuchstabe D (für Degenerate) gemeinsam ist. DA Weiße Zwerge zeigen im Optischen reine Wasserstoffatmosphären. Die hohe Schwerebeschleunigung bewirkt eine extreme Druckverbreiterung der Balmerlinien, deren Form außerdem noch von der Effektivtemperatur abhängt, was

[7] $1M_{\odot}$ = eine Sonnenmasse
[8] aus Koester & Chanmugam (1990)
[9] Die verwendeten Abkürzungen bezeichnen Satelliten und Instrumente, die alle in Kapitel 6 kurz vorgestellt werden

man sich zur Parameterbestimmung zunutze macht. DA's bevölkern die gesamte Abkühlsequenz von ihrem Beginn bei etwa 120 000 K bis hinunter zu Effektivtemperaturen von wenigen tausend Kelvin, bei denen die Weißen Zwerge dann aufgrund gleichzeitig abnehmender Leuchtkraft unbeobachtbar werden.

Die non-DA Sequenz beginnt mit dem Spektraltyp DO, heliumreichen Weißen Zwergen mit Effektivtemperaturen zwischen 120 000 und 45 000 K. Sie wird an dieser Stelle unterbrochen durch die sogenannte DB-Lücke (Liebert et al., 1986) und setzt sich erst unterhalb von 30 000 K mit dem Spektraltyp DB bis zu 11 000 K fort, wo schließlich der Übergang zum Typ DC stattfindet. Während DO's Linien einfach ionisierten und eventuell neutralen Heliums zeigen, wohingegen DB's nur noch neutrales Helium aufweisen, reicht die Temperatur bei den DC's nicht einmal mehr zur Anregung dieser Linien. Deshalb zeigen diese ein rein kontinuierliches Spektrum.

Neben diesen beiden klar getrennten Sequenzen sind im Bereich der heißen Weißen Zwerge sehr selten auch die Mischtypen DAO, DAB (wasserstoffreich mit Spuren von Helium) und DOA, DBA (heliumreich mit Spuren von Wasserstoff) zu finden. Sind dagegen (bei kühleren Temperaturen) überhaupt nur Metallinien, aber keine Wasserstoff- oder Heliumlinien mehr sichtbar (fehlende Anregung), so liegt ein DZ vor; handelt es sich um Kohlenstofflinien, ist die Bezeichnung stattdessen DQ.

Von Standard-Sternentwicklungsrechnungen wird nur die Existenz von DA Weißen Zwergen vorhergesagt: Bleibt nach dem Massenverlust auf dem AGB eine Wasserstoffhülle übrig, deren Masse nur 10^{-15} Sonnenmassen betragen muß (ein typischer Wert sind demgegenüber 10^{-4} Sonnenmassen), so reicht dies bereits, um dem daraus entstehenden Weißen Zwerg das Aussehen eines DA's zu verleihen: Im starken Schwerefeld des erloschenen Sterns sinken schwere Elemente schnell nach unten, während der Wasserstoff aufschwimmt und tieferliegende Schichten überdeckt. Deshalb sind im optischen Spektrum weniger (bzw. gar keine der) Elemente zu sehen, wie sie zu früheren Stadien in der Atmosphären vorhanden waren, obwohl sich der Metallgehalt des Sterns an sich im Laufe seiner Entwicklung erhöht hat und der Wasserstoff größtenteils verbraucht wurde. So bestehen die inneren Schichten, die sich jetzt zusätzlich durch teilweise Abtragung der äußeren Hülle näher an der Oberfläche befinden als zuvor, praktisch vollständig entweder aus Kohlenstoff und Sauerstoff, oder bei den massereichsten Weißen Zwergen aus Sauerstoff, Neon und Magnesium, oder nach einer Entwicklung als Komponente eines engen Doppelsternsystems auch manchmal aus Helium.

Eine mögliche Erklärung für das obere Ende der DB-Lücke ergibt sich, wenn der übriggebliebene Wasserstoff aus sehr tiefen Schichten hochgebracht werden muß, wo die Diffusionszeitskala aufgrund der kleineren freien Weglängen, die in die Diffusionskoeffizienten eingehen, sehr viel länger wird: Nach Ablauf dieser Zeit wäre der Wasserstoff dann endgültig außen angelangt und würde eine dünne Schicht über den heliumreichen Schichten bilden. Als eine andere Alternative wäre es vorstellbar, daß der in der Atmosphäre neu auftauchende Wasserstoff nicht aus tiefen Schichten stammt, sondern interstellaren Ursprungs ist. Eine extrem geringe Massenverlustrate reicht aus, um das Aufsammeln von Material auf einen DO zu verhindern; wird jedoch durch Nachlassen des Strahlungsdrucks aufgrund des Abkühlprozesses die Grenze nach unten überschritten, kann innerhalb kurzer Zeit genügend Wasserstoff akkretiert werden. Auch damit hätte man dann einem ehemaligen DO das Aussehen eines DA's verliehen. Erreicht er, versteckt als DA, nach einiger Zeit noch tiefere Temperaturen, könnte durch eine Ausdehnung der He I-Konvektionszone wieder soviel Helium an die Oberfläche gemischt werden, daß er schließlich als DB in die Gruppe der heliumreichen Weißen Zwerge zurückkehrt.

Diese interessanten exotischen Objekte bilden aber eine Minderheit im Vergleich zu den DA's, die mindestens 80 % – 90 % aller bekannten Weißen Zwerge ausmachen (die DB's tragen weitere 10 % bei, entsprechend selten sind alle andere Typen – siehe auch McCook & Sion (1999)).

Kapitel 2

Vorarbeiten

Die meisten Weißen Zwerge beobachtet man in fortgeschrittenem Alter bei bereits recht kühlen Temperaturen, da die Abkühlung zu Beginn schneller erfolgt. Hier ist der Strahlungsauftrieb kein wirksamer Mechanismus mehr, um in den Wasserstoffatmosphären auch nur Spuren von anderen Elementen halten zu können[1].

Bei Temperaturen oberhalb von 40 000 K hingegen sind zusätzliche photosphärische Absorber sehr schnell als der Grund für geringe beobachtete Flußwerte im EUV- und Röntgenbereich, die weit unter den mit Wasserstoffatmosphären vorhergesagten Flüssen lagen, identifiziert worden. Obwohl man sich im großen und ganzen darüber einig ist, daß radiativer Auftrieb diese Absorber in der Atmosphäre halten kann, konnte der Prozeß bisher nicht zufriedenstellend quantitativ modelliert werden. Als entsprechend unsicher sind teilweise auch Bestimmungen der atmosphärischen Parameter – insbesondere der photosphärischen Häufigkeiten – einiger dieser Objekte anzusehen.

Deshalb sind diese heißen DA's nach wie vor Gegenstand zahlreicher Untersuchungen, von denen die, deren Ergebnisse für diese Arbeit besonders bedeutsam gewesen sind, im folgenden vorgestellt werden sollen.

[1] Dagegen findet man auch bei kühlen Weißen Zwergen Absorber über neutrale Wasserstoffatome hinaus: Wenn bei Effektivtemperaturen unter 4 000 K Wasserstoffatome zu H_2 rekombinieren, absorbieren die Molekülbanden Fluß im Infraroten. Im Gegensatz zu jungen Weißen Zwergen, die im Vergleich zum Schwarzen Körper nicht blau genug erscheinen, sehen also sehr alte Weiße Zwerge zu blau aus für ihre Temperatur - und wurden deshalb bisher eventuell nicht als das erkannt was sie sind, wenn es darum ging festzustellen, ob solche Objekte wohl wesentlich zur Masse der dunklen Materie im Halo unserer Galaxie beitragen (Saumon & Jacobson, 1999).

2.1 Erste Hinweise auf photosphärische Absorber

Aufgrund ihrer hohen Effektivtemperaturen liegt das Flußmaximum junger Weißer Zwerge im EUV (vgl. auch Abbildung 2.3 auf Seite 17). Deshalb konnten einzelne dieser Objekte schon in den siebziger Jahren mit Raketen- und Satellitenexperimenten im EUV- und Röntgenbereich beobachtet werden (Mewe et al., 1975; Hearn et al., 1976; Lampton et al., 1976; Margon et al., 1976; Shipman, 1976). Dazu kamen dann mit HEAO (Einstein-Satellit) und EXOSAT gewonnene Zählraten (Kahn et al., 1984; Petre et al., 1986; Jordan et al., 1987; Paerels & Heise, 1989), die teilweise deutlich niedriger waren, als man dies für reine Wasserstoffatmosphären erwarten würde.

Bestätigt wurde das durch ROSAT: Insgesamt wurden viel weniger Weiße Zwerge detektiert als vorhergesagt, was sich wieder durch zu geringe Zählraten, also zu wenig Fluß im weichen Röntgenbereich, wie er dann in Einzelbeobachtungen gemessen wurde, erklärt. Gleichzeitig zeigten die ROSAT-Beobachtungen auch, daß sich die Vermutung, an deren Richtigkeit es bereits zuvor Zweifel gab, Helium sei für die Absorption verantwortlich, nicht halten ließ. Dies zeigten schon Vennes et al. (1989) anhand des EXOSAT-Spektrums von Feige 24. Aufgrund der nicht ausreichenden Auflösung war ansonsten jedoch keine Identifikation der die Opazität verursachenden Elemente möglich.

Mit EUVE verbesserte sich die Situation, da die unterschiedliche Lage der Absorptionskanten jeweils andersartige Auswirkungen auf den Gesamtverlauf des Spektrums hat. Auch wenn Einzellinien im EUV weiterhin nicht getrennt beobachtet werden können, ist damit doch inzwischen klar, daß hauptsächlich Eisen, gefolgt von Nickel, die Opazität im EUV ausmacht. Weil der EUV-Fluß empfindlich auf die Anwesenheit von Absorbern reagiert, stellt der Vergleich von bereits erstellten Modellspektren mit EUVE-Spektren eine gute Qualitätskontrolle dar; eine genaue Bestimmung der chemischen Zusammensetzung anhand dieses Wellenlängenbereichs ist im Moment aber noch unmöglich. Diese extreme Empfindlichkeit, zusammen mit den Schwierigkeiten, die sich aus den Auswirkungen der interstellaren Absorptionskanten von Wasserstoff und Helium ergeben, ist gleichzeitig ein weiterer Grund dafür, daß man zur Analyse noch andere Wellenlängenbereiche benötigt.

2.2 Optische Analysen

Obwohl für die Häufigkeitsbestimmung von Metallen, die in DA Weißen Zwergen höchstens sehr schwache Linien zeigen, ebenfalls ungeeignet, ist der optische Spektralbereich aus drei Gründen für die Untersuchung atmosphärischer Parameter besonders interessant. Zunächst einmal sind optische Spektren auch bodengebunden leicht zugänglich, was die Bearbeitung größerer Datenmengen ermöglicht. Da das interstellare Medium – bis auf die Rötung durch Staub – Licht erst kurzwellig der Lyman-Kante, die bereits weit im UV liegt, merklich beeinflußt, fallen bei nahen Objekten diesbezügliche Korrekturen und damit Unsicherheiten weg. (Dies gilt nicht nur im optischen, sondern auch im nahen UV bis zur Lyman-α-Linie.) Die Lage der kompletten Balmerserie im sichtbaren Spektralbereich schließlich erlaubt es, eine gute Bestimmung der Effektivtemperatur und Oberflächenschwerebeschleunigung durchzuführen. In Abbildung 2.1 ist gezeigt, daß eine tiefere Temperatur neben einem verminderten Kontinuumsfluß eine tiefere Einsenkung der Balmerlinien bewirkt. Abbildung 2.2 demonstriert die zunehmende Verbreiterung und Abflachung mit zunehmender Schwerebeschleunigung. Für die hier interessierenden Objekte stammen die neuesten veröffentlichten Analysen von Finley et al. (1997). Die Autoren haben ihre LTE Modelle verwendet, um zu den Ergebnissen zu kommen, wie sie in der dritten und vierten Spalte der Tabelle 2.4.3 zusammengestellt sind. Unter Einbeziehung möglicher systematischer Fehler sollte die Genauigkeit der Angaben bei etwa $\pm$ 5 000 K für die Effektivtemperatur und $\pm$ 0.3 für den Logarithmus der Oberfächenschwerebeschleunigung liegen.

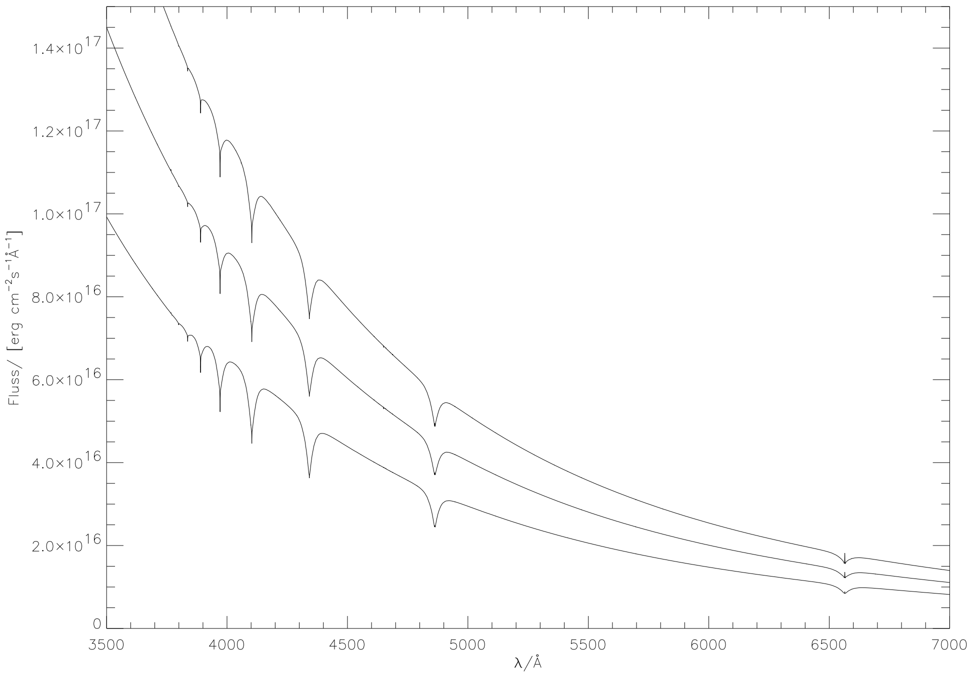

Abbildung 2.1: Optische Spektren mit unterschiedlichem $T_{\rm eff}$: Theoretischer Flußverlauf bei log $g = 7.8$ und $T_{\rm eff} = 66\,000$ K, $T_{\rm eff} = 53\,000$ K und $T_{\rm eff} = 40\,000$ K. Die Temperaturabnahme macht sich über eine Abnahme des emergenten Flusses und einem Zurückgehen des Emissionskerns in Hα bei 6560 Å bemerkbar.

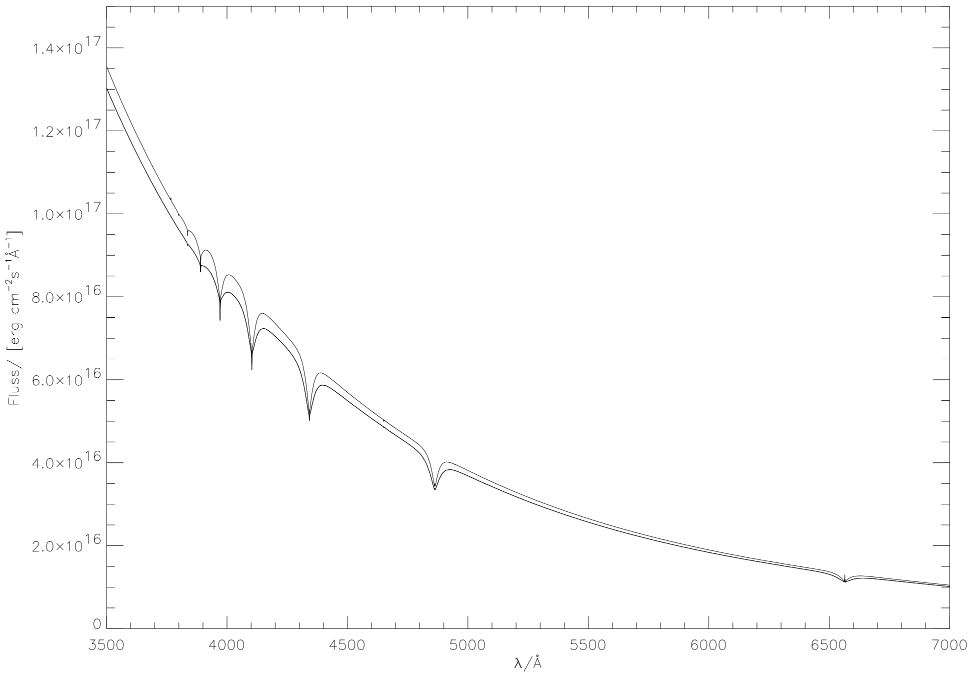

Abbildung 2.2: Optische Spektren mit unterschiedlichem log g: Theoretischer Flußverlauf bei $T_{\rm eff} = 50\,000$ K und log $g = 7.7$ bzw. log $g = 8.3$. Bei der höheren Oberflächenschwerebeschleunigung werden die Balmerlinien breiter und flacher.

Auf dieser Grundlage hat Wolff (1999) seine Analyse der EUVE-Spektren aufgebaut, auf die sich wiederum die vorliegende Arbeit stützt; waren für ein Objekt bei Finley et al. (1997) keine Parameter angegeben, so hat er auch auf andere Quellen zurückgegriffen, die in Tabelle 2.4.3 dann gesondert aufgeführt sind.

2.3 Analysen im UV

Im UV ist man dem Flußmaximum heißer Weißer Zwerge sehr viel näher als im optischen; wichtig machen diesen Spektralbereich aber vor allem die Metallinien, die hier liegen. Da UV-Spektren nur von Satelliten aus gewonnen werden können, ist das Datenmaterial jedoch begrenzt; dies gilt insbesondere für die HST-Spektren, während mit IUE im Laufe der Zeit immerhin knapp die Hälfte der hier betrachteten Objekte spektroskopiert wurden.

2.3.1 IUE

Mit hochaufgelösten IUE-Spektren lassen sich starke Linien im UV identifizieren. Bei Resonanzlinien[2] stellt es sich jedoch als Problem dar, zwischen photosphärischem, zirkumstellarem oder interstellarem Ursprung der Absorption zu unterscheiden. Neben der Qualität der IUE-Spektren (relativ niedriges Signal-zu-Rausch-Verhältnis) erschwert dies quantitative Häufigkeitsbestimmungen zusätzlich. Wichtige Resonanzlinien, die im UV sichtbar sein können, sind C IV (1548 und 1550 Å), N V (1238 und 1242 Å), Si III (1206 Å), Si IV (1393 und 1402 Å). Andere, insbesondere Eisen- und Nickellinien[3], eignen sich zur Häufigkeitsbestimmung, wie zum Beispiel Holberg et al. (1993) oder Werner & Dreizler (1994) zeigen konnten. Einen Überblick über alle mit IUE gemessenen Äquivalentbreiten für heiße Weiße Zwerge geben Holberg et al. (1998).

2.3.2 HST

Mit einem der hochauflösenden HST-Spektrographen (zunächst GHRS, jetzt STIS) gewonnene Aufnahmen haben im allgemeinen eine so gute Auflösung bei einem so hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis, daß nicht nur photosphärische Häufigkeiten sehr genau bestimmt werden können, sondern daß die Linienprofile noch mehr Information beinhalten. So wurde für G 191-B2B von Barstow et al. (1999) ein chemischer Gradient für Eisen nachgewiesen, was Dreizler & Wolff (1999) auch theoretisch bestätigen konnten, und für RE J1032+53 sehen Holberg et al. (1999) eine inhomogene Schichtung für Stickstoff. Weitere Analysen stellarer Anteile von HST-Spektren liegen für GD 394 von Shipman et al. (1995) und für PG 1057+719 von Holberg et al. (1997) vor, außerdem existieren Beobachtungen von Feige 24 (PI Vennes), HZ 43 A (PI Landsman) und GD 246 (PI Holberg). Noch bis Februar bzw. Mai 2000 unveröffentlicht sind STIS-Spektren von G 191-B2B (PI Leitherer), PG 1123+189 und RE J2156−54 (PI Holberg). Die gute Qualität dieser Daten insgesamt stellt hohe Anforderungen an die Genauigkeit, mit der Modelle die tatsächlichen Gegebenheiten in der Atmosphäre eines Weißen Zwerges reproduzieren müssen, und ist damit eine Herausforderung gerade für auf der Diffusionstheorie beruhende Ansätze.

[2] vom Grundzustand ausgehende Übergänge

[3] deren Anzahl mit steigender Temperatur aufgrund der zunehmenden Häufigkeit stark anwächst, vergleiche Abbildung 2.3

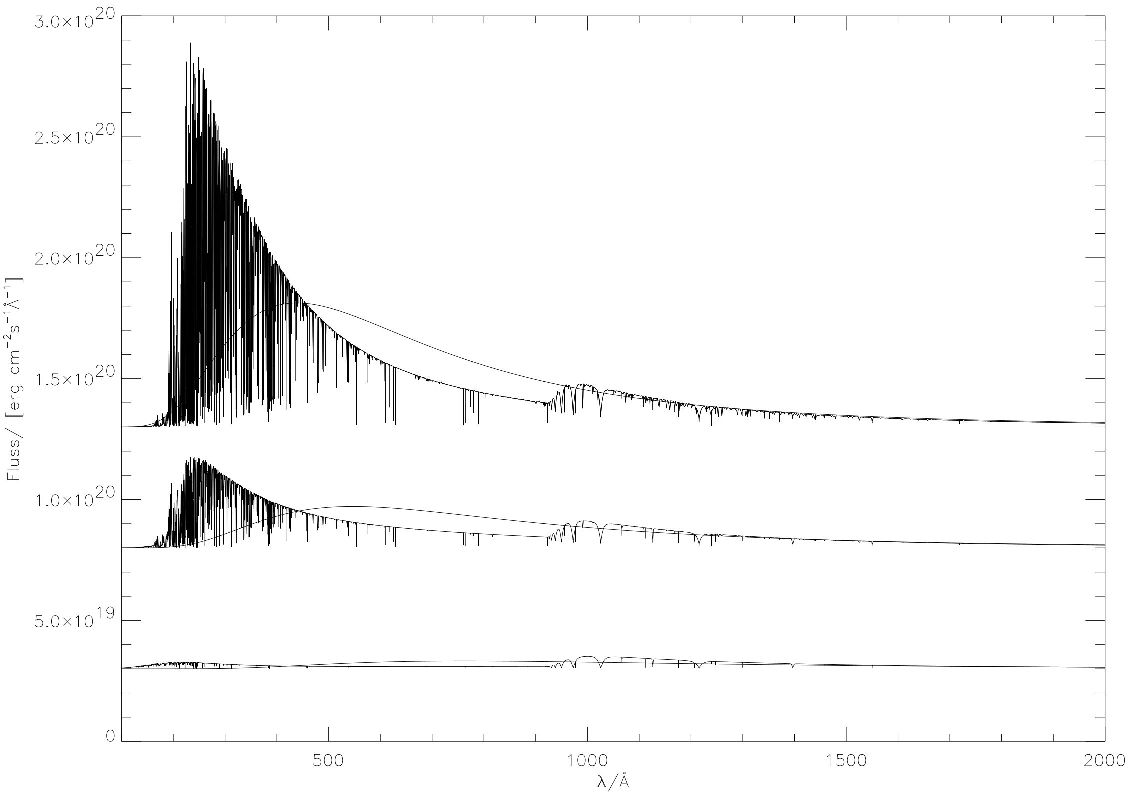

Abbildung 2.3: Für abnehmende Effektivtemperaturen (66 000 K, 53 000 K, 38 000 K) sind theoretische Spektren, berechnet aus chemisch geschichteten Modellatmosphären, im Bereich des UV und EUV dargestellt. Zusätzlich aufgetragen ist der Flußverlauf eines Schwarzen Körpers, der der angegebenen Effektivtemperatur entspricht. Jedesmal wird die Verschiebung des Flußmaximums mit ansteigender Temperatur deutlich. Der durch die photosphärische Lyman-Kante absorbierte Fluß tritt gegenüber der Schwarzkörperstrahlung vermehrt in kurzwelligen Bereichen aus. Neben der Lyman-Serie des Wasserstoffs (beginnend mit Lyman-α bei 1215 Å bis zur Lyman-Kante bei 911 Å) fällt im UV besonders die zunehmende Anzahl der Linien auf, die auch im EUV zu sehen ist. Kurzwellig von 200 Å bricht der Fluß umso stärker ein, je heißer das Modell ist, da radiativer Auftrieb vermehrt Absorber in der Atmosphäre hält.

2.4 Analysen im EUV

Die Linien im EUV sind so zahlreich und liegen so dicht (vgl. Abbildung 2.3), daß eine Identifikation selbst bei hoher Auflösung schwerfallen würde. Weil die dazu nötige Auflösung aber ohnehin bisher noch nicht erreicht wird, ist es nötig, an die Stelle von aus Äquivalentbreiten empirisch bestimmten Metallhäufigkeiten plausible Annahmen über die Zusammensetzung der Gesamtheit der schwereren Elemente zu setzen. Verschiedene Autoren haben hier unterschiedliche Ansätze verfolgt. Zusätzlich wurde auch die Frage, unterhalb welcher Temperaturschwelle reine Wasserstoffatmosphären die EUV-Beobachtungen zufriedenstellend reproduzieren können, unterschiedlich beantwortet.

2.4.1 Analyse von photometrischen ROSAT- und EUVE-Beobachtungen

Diese Beobachtungen haben nicht nur gezeigt, daß die EUV-Opazität Weißer Zwerge mit der Temperatur, insbesondere für Effektivtemperaturen $> 40\,000$ K, deutlich zunimmt, sie haben gleichzeitig auch Helium als vorherrschenden Absorber ausgeschlossen, selbst wenn chemisch geschichtete Modelle verwendet werden. Die meiste Opazität im EUV rührt vielmehr von Eisen her, wie auch Abbildung 2.4 nochmals demonstriert. Von den vielen Arbeiten, die diese Ergenissse zusammenge-

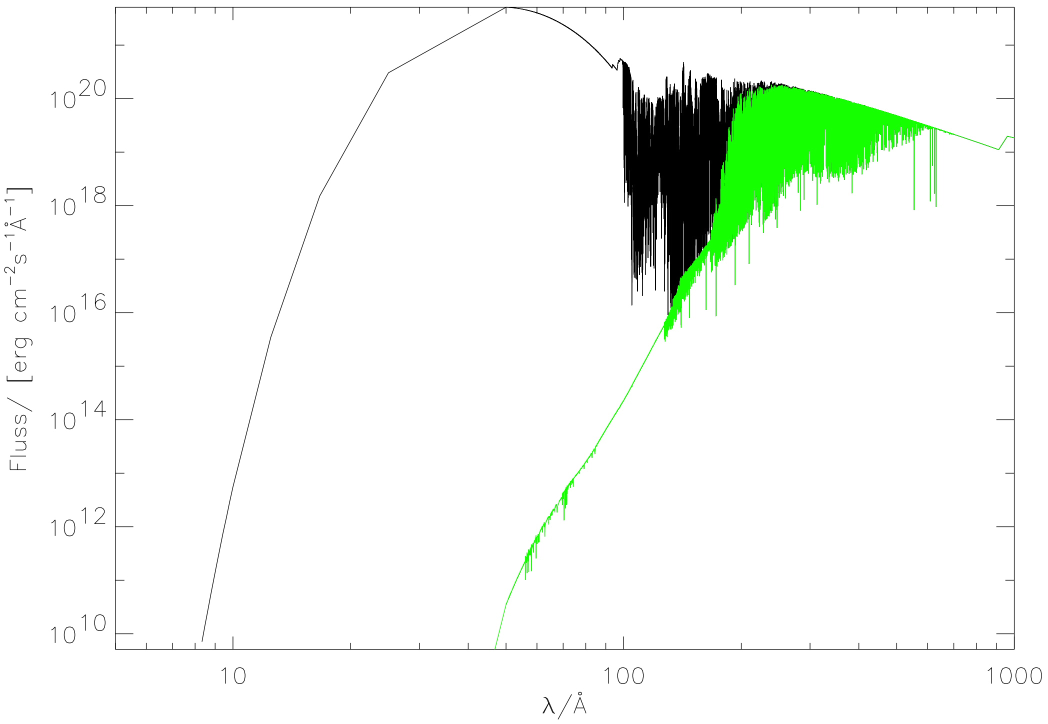

Abbildung 2.4: Einfluß der Eisenopazität auf den Flußverlauf im extrem-ultravioletten Spektralbereich: Vergleich emergenter Spektren mit und ohne Eisenopazität. Eisen dominiert die Absorption unterhalb von 200 Å: In dem Modell ohne Eisen (schwarz) liegt der Flußverlauf um viele Größenordnungen höher. Ein Großteil der verbleibenden Opazität im EUV wird durch Nickellinien verursacht.

tragen haben (z.B. Barstow et al. (1993b,a); Jordan et al. (1994); Wolff et al. (1996); Barstow et al. (1997); Marsh et al. (1997b)) soll hier das Vorgehen der neuesten Arbeit (Wolff et al., 1998) beschreiben werden. Da, wie in Abschnitt 2.4.3 noch zu begründen sein wird, eine Temperaturbestimmung nur aufgrund photometrischer Beobachtungen im EUV nicht durchführbar ist, hat Wolff die von Finley et al. (1997) gegebenen Effektivtemperaturen verwendet und damit mit LTE-Atmosphären Metallizitäten bestimmt. Als Metallizität definiert Wolff einen Skalierungsfaktor, mit dem er die Metallhäufigkeiten, die er in einer detaillierten Einzelanalyse von G 191-B2B mit Hilfe eines GHRS- und des EUV-Spektrums gefunden hat, multipliziert, um repräsentative Häufigkeitswerte für andere Objekte angeben zu können. Die Metallizität von G 191-B2B ist also definitionsgemäß m=1, für kühle Objekte ergeben sich Werte nahe Null, für heiße dagegen kann die Metallizität bis auf etwa 4 ansteigen, bevor der hohe Anteil an Absorbern dazu führt, daß solche Objekte im EUV praktisch nicht mehr sichtbar sind.

2.4.2 Analyse von spektroskopischen EUVE-Beobachtungen

Die mit EUVE aufgenommenen Spektren heißer DA Weißer Zwerge wurden als Ensembles von Barstow et al. (1997) und von Wolff et al. (1998) analysiert. Während Wolff für seine Analysen das Konzept der anhand von G 191-B2B skalierten Metallizitäten weiter verfolgt hat, haben Barstow et al. als Häufigkeiten für ihre Objekte Metallmischungen verwendet, die sie aus diffusionstheoretischen Vorhersagen von Chayer et al. (1995a,b) für die Werte bei der jeweiligen Effektivtemperatur und Oberflächenschwerebeschleunigung zusammengestellt haben. Diese mußten dann noch insgesamt so skaliert werden, daß die Beobachtungen mit den verwendeten non-LTE-Atmosphären reproduziert wurden.

Bei beiden Gruppen ergaben sich teilweise Abweichungen bei den hierfür notwendigen Effektivtemperaturen gegenüber den optisch bestimmten Werten. Viel auffälliger ist aber, daß Barstow et al. im Gegensatz zu den photometrischen Ergebnissen einen Abbruch der Opazität bereits bei 50 000 K finden. Dagegen berichtet Wolff, daß zwischen 40 000 K und 50 000 K teils reine Wasserstoffatmosphären, teils solche mit Metallen benötigt werden.

Genauer teilt Wolff die Weißen Zwerge seines Programms in vier Gruppen ein, die er jeweils nach dem Prototyp benennt. Der G 191-B2B-Gruppe sind Temperaturen über 55 000 K und Metallizitätswerte über 0.75 gemeinsam. Die GD 246-Gruppe überdeckt einen Temperaturbereich von 50 000 K bis 60 000 K und unterscheidet sich nach Wolff von der G 191-B2B-Gruppe durch höhere interstellare Wasserstoff-Säulendichten und niedrigere Metallizitäten (0.2 bis 0.4). Zur HZ 43 A-Gruppe zählen alle die Objekte, deren Spektren sich mit sehr geringen Metallizitäten ($m < 0.05$) reproduzieren ließen. In seinen Darstellungen paßt Wolff alle diese Objekte mit reinen Wasserstoffatmosphären an. In der GD 394-Gruppe sind die Objekte zusammengefaßt, die sich keiner anderen Gruppe zuordnen ließen. Dazu gehören neben GD 394 noch GD 2, Lanning 23, MCT 0027−6341 und LB 1919. Ihre Temperaturen liegen in dem gesamten Bereich von 40 000 K bis 70 000 K.

Detaillierte Ergebnisse sind in Tabelle 2.4.3 aufgeführt, die direkt aus Wolff (1999) entnommen ist. Als generelle Tendenz lässt sich eine Bestätigung der Vorhersagen der Diffusionstheorie festhalten, wenn auch noch mit einigen Unstimmigkeiten (vgl. auch Abbildung 7.11 auf Seite 68). Zu diesen Unstimmigkeiten gehört auch, daß die Anpassungen nicht immer von zufriedenstellender Qualität sind.

2.4.3 ISM-Parameter

Würde Abbildung 2.3 dem entsprechen, was Teleskope im EUV direkt beobachten können, so wäre über einfache Photometrie die Bestimmung von Effektivtemperaturen in diesem Spektralbereich möglich. Das interstellare Material zwischen Weißem Zwerg und Teleskop verändert den stellaren Fluß jedoch so weit, daß eine Temperaturbestimmung sogar anhand von Spektren schwierig wird. Die Effekte der Absorption durch interstellaren neutralen Wasserstoff, neutrales und einfach ionisiertes Helium sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Um Rückschlüsse auf das stellare Spektrum ziehen zu können, müssen auch diese Einflüsse modelliert werden.

Solange photosphärische Häufigkeiten als freie Parameter betrachtet werden müssen, ist es oft schwierig, zwischen von im Stern vorhandenen Metallen oder von interstellarem Helium herrührenden Effekten zu unterscheiden, während die Wasserstoff-Säulendichten auch unabhängig anhand der Lyman-α-Linie bestimmt werden können. So haben Wolff et al. (1998) gleichzeitig mit den Metallizitäten die jeweils zugehörigen interstellaren Säulendichten bestimmt, sowohl aus den photometri-

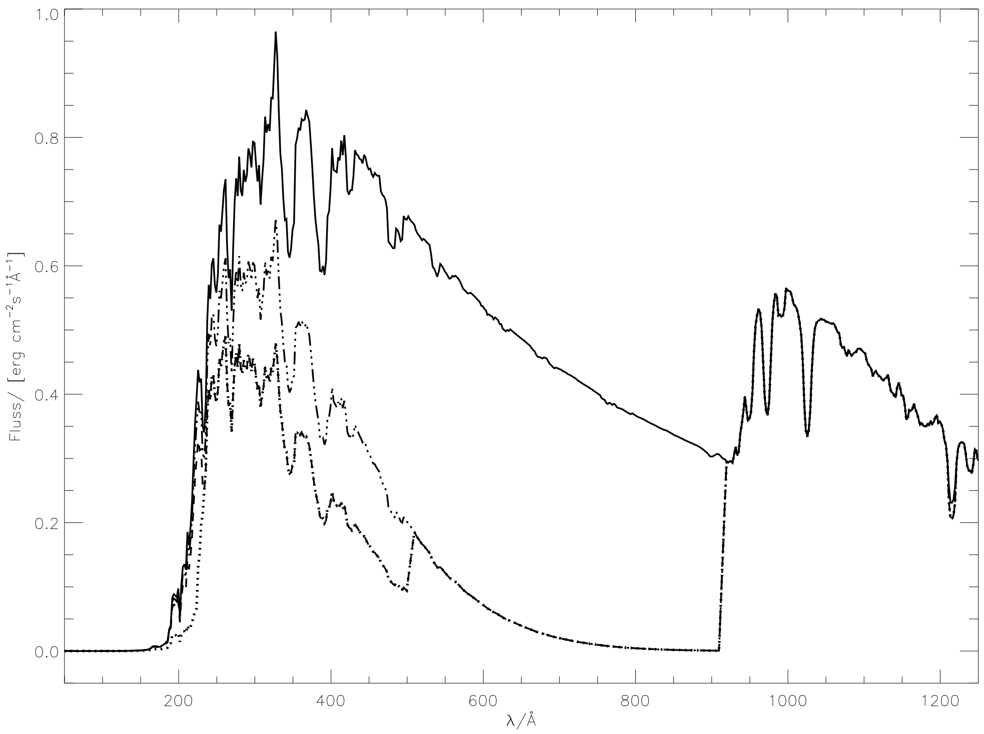

Abbildung 2.5: Einfluß des interstellaren Mediums auf den EUV-Flußverlauf. Interstellare Absorption durch neutralen Wasserstoff ($N_H = 1.0 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-2}$, $- \cdot\cdot\cdot$) unterhalb der Lyman-Kante bei 911.7 Å und in den Lyman-Linien, sichtbar in Ly α bei 1215.7 Å, durch neutrales Helium (He I/H=0.1, $-\cdot$) unterhalb von 504.3 Å und durch einfach ionisiertes Helium (He II/H=1.0, $\cdot\cdot\cdot\cdot$) unterhalb von 227.8 Å. Es wurde eine visuelle Helligkeit von 13^{m} angenommen.

schen Zählraten (nur H I, als Schätzwerte anzusehen) als auch aus den spektroskopischen Beobachtungen (H I, He I, He II). Die Ergebnisse aus den spektroskopischen Beobachtungen sind ebenfalls in Tabelle 2.4.3 angegeben.

Das Vorgehen zum Anbringen dieser Werte beruht auf einem Modell von Rumph et al. (1994) und wurde für diese Arbeit unverändert übernommen. Zunächst wird das Modellspektrum auf die beobachtete scheinbare visuelle Häufigkeit skaliert, dann wird am Modellspektrum die interstellare Absorption angebracht. Eine ausführliche Beschreibung findet sich wiederum bei Wolff (1999). Die entsprechenden Routinen wurden dankenswerterweise von Dr. B. Wolff und Prof. Dr. D. Koester zur Verfügung gestellt.

Tabelle 2.1: Ergebnisse der Analyse der EUVE-Spektren von Wolff (1999) mit relativen Metallizitäten. Für jeden Stern sind die optisch bestimmte Effektivtemperatur und die Oberflächenschwerebeschleunigung aus Finley et al. (1997), die für die Analyse verwendete Effektivtemperatur sowie die Ergebnisse für die Metallizität m und die interstellaren Säulendichten angegeben.

WD-Nr.	Name	opt. $T_{\rm eff}$/K	log g	verw. $T_{\rm eff}$/K	m	$N_{\rm H}$/ $10^{18}\,{\rm cm}^{-2}$	HeI/HI	HeII/HI
1056+516	LB 1919			69000[a]	0.1	16.0		
2211−495	RE J2214−49	66100	7.38	66000	4.0	5.8		≤ 0.05
				62000	4.0	5.4		≤ 0.05
0027−636	MCT 0027−6341	63700	7.96	64000	0.2	21.5		
0232+035	Feige 24	62700	7.17	58000	1.0	2.72	0.056	≤ 0.2
0501+527	G 191-B2B	61200	7.59	56000	1.0	2.05	0.071	≤ 0.2
2247+583	Lanning 23	59400	7.84	59000	0.25	78.0		
2309+105	GD 246	58700	7.81	59000	0.25	18.0	0.054	0.026
0621−376	RE J0623−37	58200	7.27	58000	2.0	5.0	0.07	≤ 0.1
				56000	2.0	4.8	0.07	≤ 0.1
1234+482	PG 1234+482	56400	7.67	56000	0.2	11.7	0.081	0.036
2331−475	MCT 2331−4731	55800	8.07	56000	0.75–1.0	8.5	≤ 0.07	0.05–0.1
0455−282	MCT 0455−2812	55700	7.77	66000	1.0	1.3	0.063	≤ 0.15
1123+189	PG 1123+189	53800	7.63	54000	0.4	11.9	0.093	0.028
1314+293	HZ 43A	50800	7.99	50800	0.0	0.9	0.064	0.040
0131−164	GD 984	50000	7.67	50000	0.2	22.0	0.075	0.03
0004+330	GD 2	49400	7.63	49000	≤ 0.1	82.4		
1029+537	RE J1032+53	46900	7.77	47000	≤ 0.05	7.5	0.055	0.045
				44000	0.0	5.5	0.076	0.048
1543−366	RE J1546−36	45200	8.88	45200	0.0	50.4		
2321−549	RE J2324−54	45000	7.94	45000	0.05	9.5	0.07	0.08
				41000	0.0	4.7	0.167	0.10
1631+781	RE J1629+78	44600	7.79	44600	0.05	35.0		
		42500[b]	7.6	42500	0.0	27.9		
2152−548	RE J2156−54	44300	7.91	44000	0.0	7.0	0.065	0.059
2004−605	RE J2009−60	44200[c]	8.14	44000	≤ 0.025	17.5	0.07	0.025
		41900[d]	8.16	41900	0.0	12.4	0.091	0.050
0630−050	RE J0632−05	44100	8.39	44100	0.0	30.1		
0715−703	RE J0715−70	43900	8.05	44000	0.0	21.9		
1057+719	PG 1057+719	41500	7.90	41500	0.1	20.7		
2111+498	GD 394	39600	7.94	39600	0.25	6.5	0.07	0.07
0838+035	RE J0841+03	38400	7.78	38400	0.0	16.0		

[a] Rotation? $T_{\rm eff}$ von Vennes et al. (1997); [b] Sion et al. (1995); [c] Marsh et al. (1997a); [d] Vennes et al. (1996)

2.5 Diffusionsmodelle

2.5.1 Erste geschichtete Atmosphärenmodelle

Geschichtete Modelle zur Erklärung von EUV-Beobachtungen heißer DA Weißer Zwerge wurden zuerst von Jordan & Koester (1986) und Koester (1989) berechnet. Zusätzlich zu der dort vorgeschlagenen Wasserstoff-Helium-Schichtung haben Barstow & Hubeny (1998) in ihren Modellen für G 191-B2B (homogen verteilte) Metalle verwendet.

Als klar wurde, daß nicht hauptsächlich Helium, sondern Eisen die EUV-Opazität verursacht, haben Barstow et al. (1999) stattdessen eine inhomogene Schichtung dieses Elements in der Atmosphäre von G 191-B2B an die Beobachtung angepaßt. Ähnlich erklärten Holberg et al. (1999) die ungewöhnliche Form der Stickstofflinien von RE J1032+53, indem sie (von innen nach außen) einer stickstofflosen Zone eine Zone mit bestimmter Stickstoffhäufigkeit folgen ließen und die Übergangstiefe als freien Parameter anpaßten.

2.5.2 Bisherige Diffusionsrechnungen

Die von Holberg et al. (1999) in der äußeren Schicht angenommene Stickstoffhäufigkeit beruht auf Diffusionrechnungen von Chayer et al. (1995a,b), der für einen weiten Bereich von Effektivtemperaturen und Oberflächenschwerebeschleunigungen Werte für photosphärische Häufigkeiten vorhersagt. Pro Parameterkombination gibt Chayer für jedes Element einen einzelnen Wert an, der die Häufigkeit bei der optischen Tiefe $\tau_{\mathrm{ross}} = \frac{2}{3}$ repräsentiert. Da die Entstehungstiefe einer beliebigen Linie aber nicht genau mit dem von Chayer betrachteten Punkt der Photosphäre zusammenfallen muß, und sich eine Linie außerdem aus Anteilen zusammensetzt, die in unterschiedlichen Tiefen mit gegebenenfalls verschiedenen Häufigkeiten entstehen, sind unter der Annahme von Homogenität innerhalb der Atmospäre bestimmte Werte naturgemäß nicht immer in Übereinstimmung mit den Vorhersagen. Ein weiterer Grund für eventuelle Diskrepanzen kann sein, daß die Rückwirkung der veränderten Häufigkeiten auf die Struktur nicht selbstkonsistent mit berücksichtigt wird. Neben der Berücksichtigung der Opazität des einen gerade betrachteten Elements bei der Berechnung des radiativen Auftriebs geht ansonsten nur eine vorgegebene homogene Mischung von Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff und Eisen in die Berechnung des Strahlungsfeldes ein.

Während der für die Rechnungen verwendete Gleichgewichtsansatz (siehe Kapitel 3.3) bei nachlassender Stärke des radiativen Auftriebs, also bei kühleren Objekten, weiterhin richtige Ergebnisse liefern sollte, sofern das Einsetzen von Konvektion ausgeschlossen werden kann, führt umgekehrt eine zunehmende Stärke zu Phänomenen, die bei Verwendung des Gleichgewichtsansatzes in Verbindung mit statischen Modellatmosphären zwangsläufig irgendwann zu falschen Ergebnissen führen müssen. Wo in realen Sternen strahlungsdruckgetriebener Massenverlust einsetzen würde, stellen sich in statischen Modellen stattdessen unrealistisch hohe Häufigkeiten in den äußersten Schichten[4] ein. Mit dynamischen Modellen, die in der Lage sind Massenverlusteffekte zu berücksichtigen, haben Unglaub & Bues (1998) gezeigt, daß dies oberhalb von $T_{\mathrm{eff}} = 65\,000$ K geschieht und zu einer Homogenisierung der Atmosphäre führt, oder besser gesagt eine Entmischung durch Diffusionseffekte verhindert, solange der Stern noch so extrem heiß ist. Ebenfalls eine dynamische Komponente haben schnell rotierende Sterne, in denen Scherströmungen die Häufigkeitsverteilung stören und zum Versagen des Gleichgewichtsansatzes führen können. Im allgemeinen rotieren Weiße Zwerge jedoch sehr langsam (Heber et al., 1997; Koester et al., 1998).

[4] Invertierte Häufigkeitsgradienten werden deshalb von manchen Autoren als ein Hinweis auf Massenverlust gedeutet; dies ist aber kein zwingender Schluß.

2.5.3 Diffusionsrechnungen für non-LTE Modellatmospären

Dreizler (1999) hat Modelle vorgestellt, in denen die Idee des Gleichgewichtsansatzes von Chayer speziell auf Atmosphären angewandt wird. Die einzigen freien Parameter sind hierbei die Effektivtemperatur und die Oberflächenschwerebeschleunigung. Wie bei Chayer werden die Häufigkeiten aus der Balance zwischen Schwerebeschleunigung und entgegengesetzt wirkender Strahlungsbeschleunigung bestimmt, außerdem wird jedoch die Rückkopplung der veränderten Opazität auf das Strahlungsfeld und die Struktur über ein iteratives Lösungsverfahren selbstkonsistent mit einbezogen. Eine genauere Beschreibung schließt sich direkt an dieses Kapitel an.

Mit aus diesen neuen, chemisch geschichteten non-LTE-Modellatmosphären berechneten Spektren konnten Dreizler & Wolff (1999) Beobachtungen von G 191-B2B über mehrere Wellenlängenbereiche hinweg gut reproduzieren.

Bei der Analyse einer Gruppe von DO Weißen Zwergen stellte Dreizler (1999) allerdings fest, daß hier chemisch homogene Modelle eine bessere Übereinstimmung mit den betrachteten GHRS-Spektren ergaben als chemisch geschichtete. Da vier der sechs untersuchten Objekte jedoch über der Grenze von $T_{\mathrm{eff}} = 65\,000$ K liegen, kann eine durch Massenverlust verursachte Homogenisierung der Atmosphären dieser Objekte als mögliche Erklärung herangezogen werden.

2.6 Übersicht über das DA Sample

Mit der Analyse von G 191-B2B wurde gezeigt, daß die selbstkonsistenten Diffusionsmodelle auf heiße DA Weiße Zwerge im Prinzip anwendbar sind. Eine genauere Überprüfung kann aber nur anhand eines größeren Samples erfolgen. Weil es sinnvoll erscheint, die neuen Ergebnisse mit Ergebnissen aus bisherigen Analysen zu vergleichen, wurden die hier zu untersuchenden Objekte aus der Liste, die auch Wolff verwendet hat, ausgewählt. Da die Zielsetzung von Wolff war, alle verfügbaren EUVE-Spektren heißer Weißer Zwerge zu analysieren, liegen für die Sterne aus dieser Liste die entsprechenden Spektren vor. In Tabelle 2.4.3 sind die Objekte aufgelistet, ihre Lage in einem T_{eff}-log g-Diagramm ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Es wird ein Temperaturbereich von 70 000 K bis 38 000 K überdeckt.

Damit wird am heißen Ende gerade die 65 000 K-Marke mit eingeschlossen, so daß eine Untersuchung der Wichtigkeit von Massenverlust beim Überschreiten dieser Grenze möglich wird, der sich wie im Fall der DO's als Abweichung der Vorhersagen von der Beobachtung bemerkbar machen sollte. Sowohl die Schwelle von 50 000 K als auch von 40 000 K werden nach unten hin zu kühleren Temperaturen überdeckt. Dort verliert der radiative Auftrieb seine Bedeutung; die Menge der Metalle, die noch in der Atmosphäre gehalten werden können, ist so klein, daß es praktisch keine Unterscheidung mehr zwischen reinen Wasserstoffatmosphären und Wasserstoffatmosphären mit diesen geringsten Metallhäufigkeiten gibt.

Bei der folgenden Analyse wird zunächst der Schwerpunkt auf die Objekte gelegt, von denen zusätzlich zu den EUVE-Spektren auch IUE- oder HST-Spektren zugänglich sind. Dabei werden erst die von Wolff angegebenen Temperaturen und Schwerebeschleunigungen festgehalten, dann aber auch andere Parameter verwendet. Dabei wird eine Ausdehnung auf alle Objekte angestrebt, die mit optischen Analysen komplettiert werden soll.

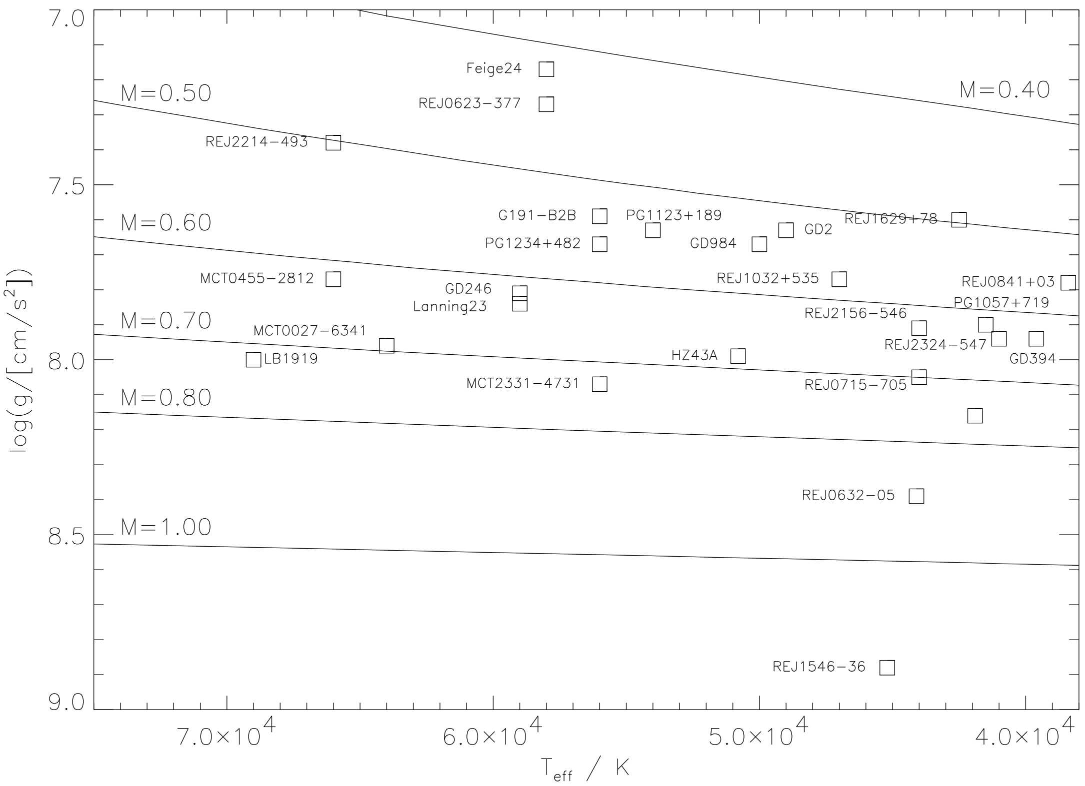

Abbildung 2.6: Die Programmsterne im $T_{\rm eff}$-log g-Diagramm: Eingetragen sind die von Wolff et al. (1998) bestimmten Parameter sowie die Abkühlwege für verschiedene Massen (angegeben in Sonnenmassen) von Wood (1995).

Teil II

Theorie und Modelle

Kapitel 3

Physik geschichteter Sternatmosphären

Diffusion ist ein durch einen räumlichen Gradienten getriebener Transportprozeß. Teilchen strömen von einem Gebiet hoher Konzentration in Gebiete niedrigerer Konzentration, um den Konzentrationsgradienten auszugleichen; in einer von außen (zum Beispiel durch die Schwerkraft) erzwungenen Temperatur- oder Druckschichtung wandern die Teilchen mit höheren Molekulargewichten in die Gebiete höherer Temperatur oder höheren Drucks, um die jeweiligen Gradienten unter Berücksichtigung der gegebenen Randbedingungen einzuebnen.

In Weißen Zwergen wichtig ist die Druckdiffusion, die gemeinsam mit ihrem Gegenspieler, dem radiativen Auftrieb, die tiefenabhängigen Häufigkeiten in den Atmosphärenschichten bestimmt. Im einfachsten Fall halten sich Schwerebeschleunigung, elektrische und radiative Beschleunigungen genau die Waage.

Wie sich aus dieser Gleichgewichtsbedingung Gleichgewichtshäufigkeiten bestimmen lassen, soll in diesem Kapitel gezeigt werden.

3.1 Diffusion

Diffusionsströme werden ausgelöst durch Konzentrations-, Temperatur- oder Druckgradienten. Verallgemeinert läßt sich mit der Konzentration C und dem Diffusionskoeffizienten D die gesamte Diffusionsgeschwindigkeit darstellen als

$$v_D = -\frac{1}{C} D(\nabla C + k_T \nabla \ln T + k_P \nabla \ln P) \ .$$

Eine Ableitung der Koeffizienten k_T und k_P findet sich zum Beispiel in Chapman & Cowling (1970) und ergibt Werte in der Größenordnung von 1. Charakteristische Diffusionszeitskalen lassen sich aus charakteristischen Längen L für die Variation von C, T oder P und der betreffenden Diffusionskoeffizienten-Kombination abschätzen:

$$\tau_D \approx \frac{C}{k_j} \frac{L^2}{D} \ ,$$

wobei j für C, T oder P stehen kann und $k_C = C$ zu setzen ist.
In Weißen Zwergen ist die charakteristische Länge, auf der P variiert, sehr klein, da in der Atmosphäre der Druck von außen nach innen schnell zunimmt, und damit sind auch die charakteristischen Zeitskalen für druckgetriebene Diffusion sehr kurz. Genauere Rechnungen ergeben, daß diese in der Größenordnung von Monaten liegen, was im Vergleich zu den Abkühlzeitskalen so kurz ist, daß man praktisch zu jedem Zeitpunkt davon ausgehen kann, daß sich bereits ein Gleichgewicht eingestellt hat. Zum qualitativen Aussehen dieses Gleichgewichts geben Kippenhahn & Weigert (1990) für ein isothermes Gas an, daß sich bei Vorhandensein eines Druckgradienten (hervorgerufen durch die Schwerebeschleunigung g) für jedes Element i eine Verteilung einstellt gemäß

$$-\frac{dz}{d \ln P_i} = \frac{P_i}{g \rho_i} = \frac{RT}{g \mu_i} \ .$$

Dabei ist ρ_i die zum Partialdruck P_i zugehörige Dichte, R bezeichnet die allgemeine Gaskonstante und μ_i das Molekulargewicht. Es bleibt unberücksichtigt, daß einsetzende Konzentrationsdiffusion die entstehende inhomogene Verteilung wieder zu homogenisieren versucht. In integraler Form und für Dichten statt für Partialdrücke ($\frac{P_i}{P_{i0}} = \frac{\rho_i}{\rho_{i0}} = const.$ bei $T = const.$) geschrieben ist

$$\rho_i = \rho_{i0} e^{-\frac{g \mu_i}{RT} z}$$

nichts anderes als eine Art individuelle barometrische Höhenformel für jedes Element i. Die Druckskalenlänge $\frac{RT}{g \mu_i}$, auf der die Häufigkeitsdichte nach außen hin abfällt, ist umso kürzer, je größer μ_i ist, so daß man also in diesem Sinne von einem diffusionsbedingten Absinken der schwereren Elemente "unter" die leichten sprechen kann. Nun sind die leichtesten Teilchen in einem Plasma wie es in Sternatmosphären vorkommt jedoch Elektronen, die aber natürlich nicht ungehindert zuoberst aufschwimmen können. Die Ladungstrennung ruft vielmehr elektrische Felder hervor, die eine weitere räumliche Trennung der Elektronen von den Ionen verhindern. Dies wirkt sich letztendlich so aus, daß die Schwerebeschleunigung durch eine effektive Schwerebeschleunigung ersetzt werden muß, die sich nicht mehr einfach als GM/R^2 (mit M als der Gesamtmasse und R als dem Radius des Sterns) berechnet, sondern den Anteil der elektrischen Felder mit beinhaltet, wie er in Abschnitt 3.3.2 hergeleitet wird:

$$g_{\text{eff}} = g - g_{el} \ .$$

Alle diese Ableitungen gelten unter der Annahme, daß konkurrierende Prozesse wie Massenverlust oder Konvektion ausgeschlossen sind. Wie bereits erwähnt, sollte dies für den betrachteten Temperaturbereich in Weißen Zwergen zutreffend sein. Ferner gelten die analytischen Formeln streng nur in isothermem Gas, was in Sternatmosphären bekanntermaßen nicht anzutreffen ist; dennoch geben sie Aufschluß darüber, welche Effekte Druckdiffusion qualitativ auch bei Vorhandensein einer Temperaturschichtung zur Folge hat.

Eine wichtige, nicht vernachlässigbare Störung erfährt die allein durch gravitatives Absinken eingestellte Häufigkeitsschichtung jedoch durch einen bisher ganz außer Acht gelassenen Mechanismus, den radiativen Auftrieb.

3.2 Radiativer Auftrieb

Mit der elementspezifischen Opazität $\kappa_{\nu,i}$ läßt sich die Beschleunigung, die ein Element i aufgrund des absorbierten Strahlungsflusses H_ν (Eddingtonfluß) erfährt, ausdrücken als

$$g_{rad,i} = \frac{1}{\rho_i}\frac{4\pi}{c}\int_0^\infty \kappa_{\nu,i} H_\nu d\nu \ .$$

Diese Strahlungbeschleunigung wirkt im Gegensatz zur effektiven Schwerebeschleunigung nach außen. Sie verhält sich zu dieser auch noch in einem anderen Sinne reziprok: Während die Schwerebeschleunigung bevorzugt das Absinken von schweren Elementen herbeizuführen versucht, kann andererseits die Strahlungbeschleunigung gerade diese besonders gut halten, da schwerere Elemente im allgemeinen mehr Linienübergänge und damit eine höhere Opazität besitzen als leichtere. Voraussetzung hierfür ist, daß das Flußmaximum mit dem Maximum der Opazität zusammenfällt, um einen merklichen Effekt zu erzielen. Damit spielen sowohl $\kappa_{\nu,i}$ als auch H_ν jeweils eine entscheidende Rolle für die Wirksamkeit des radiativen Auftriebs. Eine möglichst gute Kenntnis und umfassende Modellierung dieser Größen ist deshalb sehr wichtig für eine hinreichend genaue Berechnung von g_{rad}, und besonders im Falle der Opazitäten[1] alles andere als trivial.

Diese Wirksamkeit ist selektiv nicht nur in bezug auf die einzelnen Elemente, sondern durch die enge Kopplung mit der Opazität auch in bezug auf die einzelnen Ionisationsstufen eines Elements. Eine zusätzliche Komplikation ergibt sich dadurch, daß der aufgenommene Impuls nicht unbedingt in der gerade angeregten Ionisationsstufe bleiben muß, sondern über einen sofortigen zweiten Übergang einer anderen Ionisationsstufe zugute kommen kann. Diese Impulsumverteilung kann in den verwendeten Gleichgewichtsansatz mit eingebaut werden, wird aber bisher nicht berücksichtigt und taucht deshalb auch in den folgenden Ausführungen nicht auf.

3.3 Gleichgewichtsansatz

Der Gleichgewichtsansatz geht von einem ruhenden homogenen Plasma, das hauptsächlich aus einem einzelnen Element (Wasserstoff oder Helium) bestehen soll, mit nichtverschwindenden Druck- und Temperaturgradienten aus. In diesem Plasma werden nun geringe Spuren eines zweiten Elements zugelassen, das schwerer sein soll als das erste. Es werden nur Druckdiffusion und radiativer Auftrieb (ohne Impulsumverteilung) berücksichtigt, und man sucht die tiefenabhängigen Häufigkeiten

[1] Modellatome, die für Strukturberechnungen ausreichend sind, können hierfür zu vereinfacht sein; man ist vielmehr bestrebt, eine möglichst umfassende Modellierung der Übergänge zu benützen, wie man sie auch zur Berechnung eines emergenten Spektrums verwenden würde.

des zusätzlichen Elements, die sich im Gleichgewichtsfall einstellen. In diesem Zustand kompensieren sich effektive Schwerebeschleunigung und Strahlungbeschleunigung auf das verunreinigende Element in jeder Tiefe. Die Ableitung dieser Beziehung hält sich eng an Dreizler (1999).

3.3.1 Kräftegleichgewicht

Die Bewegung des Elements i relativ zum Plasma 1 muß im statischen Fall Null sein, die Summen aller Kräfte müssen sich also gegenseitig aufheben:

$$m_1 a_1 - m_i a_i \stackrel{!}{=} 0 \; .$$

Die einzelnen Anteile setzen sich aus den Beiträgen Schwerkraft, Kraft im elektrischen Feld E und, im Falle von i, dem radiativen Auftrieb zusammen:

$$\begin{aligned} m_1 a_1 &= -A_1 m_p g + Z_1 e E \\ m_i a_i &= -A_i m_p g + Z_i e E + A_i m_p g_{rad} \; . \end{aligned}$$

Dabei bezeichnen m_p die Protonenmasse, e die Elementarladung, A_1 und A_i die Massenzahlen von 1 und i, und Z_1 und Z_i ihre Ladungen.

3.3.2 Berechnung des elektrischen Feldes

Zur Berechnung von E ist die Ladungserhaltung hilfreich:

$$\begin{aligned} P_e &= \sum_j P_j Z_j \\ &= P_i Z_i + P_1 Z_1 \\ &\approx P_1 Z_1 \qquad\qquad da\ P_i \ll P_1 \; . \end{aligned}$$

Da hier Partialdrücke vorkommen, benötigt man auch Ausdrücke dafür. Bekannt sind die Verteilungen

$$P_j = P_{j0} e^{-\frac{E_{pot,j}}{kT}} \; .$$

die aber nur in differenzierter Form exakt gültig sind, da im allgemeinen g und insbesondere auch T ortsabhängige Größen sind. Die potentielle Energie $E_{pot,j}$ berechnet sich zu

$$E_{pot,j} = \int (-A_j m_p g + Z_j e E) dr$$

Damit wird die logarithmische Ableitung für die einzelnen Komponenten,

$$\begin{aligned} \frac{1}{P_1}\frac{dP_1}{dr} &= -\frac{A_1 m_p g}{kT} + \frac{Z_1 e E}{kT} \\ \frac{1}{P_i}\frac{dP_i}{dr} &= -\frac{A_i m_p g}{kT} + \frac{Z_i e E}{kT} \\ \frac{1}{P_e}\frac{dP_e}{dr} &= -\frac{A_e m_p g}{kT} + \frac{Z_e e E}{kT} \approx -\frac{eE}{kT} \quad da\ A_e \ll A_i, A_1\ und\ Z_e = -1 \end{aligned}$$

von denen der Ausdruck für die Elektronen genähert werden kann. Aufaddiert erhält man daraus einfach die hydrostatische Gleichung. Aus der (unter Vernachlässigung von P_i gegen P_1) genäherten Ladungserhaltung

$$P_e = P_1 Z_1$$

ergibt sich, ebenfalls durch Bilden der logarithmischen Ableitung,

$$\frac{1}{P_e}\frac{dP_e}{dr} = Z_1 \frac{1}{P_1 Z_1}\frac{dP_1}{dr} \; .$$

Setzt man hier jeweils die gerade gewonnenen Partialdrücke ein, so erhält man

$$-\frac{eE}{kT} = -\frac{A_1 m_p g}{kT} + \frac{Z_1 eE}{kT}$$

und daraus ergibt sich nach einfacher Umformung direkt

$$eE = \frac{A_1 m_p g}{Z_1 + 1} \; .$$

3.3.3 Effektive Schwerebeschleunigung

Nachdem das elektrische Feld nun bekannt ist, kann man damit das Kräftegleichgewicht wie folgt schreiben

$$\begin{aligned}
m_1 a_1 - m_i a_i &= (A_i - A_1) m_p g + (Z_1 - Z_i)\frac{A_1 m_p g}{Z_1 + 1} - A_i m_p g_{rad} \\
&= A_i m_p \left(g - \frac{A_1}{A_i} g + \frac{A_1}{A_i}\frac{Z_1 - Z_i}{Z_1 + 1} g - g_{rad} \right) \\
&= A_i m_p \left(g - \frac{A_1 (Z_i + 1)}{A_i (Z_1 + 1)} g - g_{rad} \right) \\
&= A_i m_p (g - g_{el} - g_{rad}) \\
&= A_i m_p (g_{\mathrm{eff}} - g_{rad}) \\
&\stackrel{!}{=} 0 \; .
\end{aligned}$$

Die Forderung lautet also

$$g_{\mathrm{eff}} \stackrel{!}{=} g_{rad} \; ,$$

was bedeutet, daß im Gleichgewicht wirklich der Strahlungsauftrieb der effektiven Schwerebeschleunigung die Waage hält.

3.3.4 Gleichgewichtshäufigkeiten

Ausführlich steht in dieser Beziehung

$$\left(1 - \frac{A_1 (Z_i + 1)}{A_i (Z_1 + 1)} \right) g = \frac{1}{\rho_i}\frac{4\pi}{c}\int_0^\infty \kappa_{\nu_i} H_\nu d\nu \; .$$

Bei bekannten Atomeigenschaften A_1, A_i, Z_1, Z_i und $\kappa_{\nu,i}$ sowie bekanntem Eddingtonfluß H_ν in jeder Tiefe sind damit also die Häufigkeitsdichten festgelegt und aus ρ_i bestimmbar. Zum Verständnis ist es hilfreich, sich zu überlegen, was bei einer Abweichung passiert: Ein zu niedriges ρ_i bewirkt, daß die Strahlungsbeschleunigung die Schwerebeschleunigung überwiegt (und umgekehrt), so daß ρ_i so lange entsprechend angehoben (bzw. abgesenkt) wird, bis der Gleichgewichtswert erreicht ist.

Dieses Ergebnis ist verallgemeinerbar für beliebig viele i, solange nur die Häufigkeiten an sich gering bleiben. Obwohl die einzelnen Gleichgewichtsbedingungen unabhängig voneinander formuliert werden können, sind die Häufigkeitsbestimmungen untereinander gekoppelt, da die hinzukommende Opazität eine direkte Rückwirkung auf die Form von H_ν zur Folge hat.

Kapitel 4

Modellrechnungen

Die Formulierung des Sternatmosphärenproblems leitet sich aus ganz grundlegenden physikalischen Prinzipien ab, die Lösung kann sich aber sehr schwierig gestalten und ist in fast allen Fällen nur numerisch zu bewältigen. Bereits bei einer bekannten Häufigkeitsschichtung ist es keine leichte Aufgabe, ein anwendbares Lösungsschema anzugeben.

Sowohl für diese Problemstellung als auch für eine simultane, selbstkonsistente Häufgkeitsbestimmung über den Gleichgewichtsansatz stehen komplexe Computerprogramme zur Verfügung, deren Lösungsansätze in groben Zügen vorgestellt werden sollen.

Anschließend wird eine Übersicht über die damit berechneten Atmosphärenmodelle gegeben, die die Grundlage für alle darauffolgenden Analysen bilden. Anhand von Vergleichen mit LTE-Modellen wird begründet, warum es sinnvoll erscheint, hierfür nur die im non-LTE durchgeführten Rechnungen zu verwenden.

4.1 Sternatmosphärenmodelle

4.1.1 Gesamtproblem

Die Physik von Sternen läßt sich im Prinzip mit drei grundlegenden Erhaltungssätzen beschreiben: Impulserhaltung, Massenerhaltung und Energieerhaltung. Dazu kommt als weitere Forderung die Erfüllung einer Kontinuitätsgleichung für das Strahlungsfeld, die Strahlungstransportgleichung. Zusätzlich braucht man Informationen über die Eigenschaften der Materie einschließlich ihrer Zustandsgleichung. In den hier verwendeten Sternatmosphärenmodellen werden die besonderen Bedingungen in diesem Gebiet eines Sterns berücksichtigt, um zu einer konkreten dort anwendbaren Formulierung dieser Sätze zu gelangen. Dabei ergeben sich für dieses insgesamt sehr komplexe Problem einige hilfreiche Vereinfachungen. So kann als Zustandsgleichung eine Abwandlung der idealen Gasgleichung verwendet werden[1]. Weiter reduziert die Annahme einer sphärischen Symmetrie die Anzahl der räumlichen Dimensionen von drei auf zwei. Nützt man zusätzlich noch aus, daß die Dicke der Atmosphäre meistens sehr gering ist im Vergleich zum gesamten Radius des Sterns, so erreicht man mit der planparallelen Näherung, die hier verwirklicht ist, eine Formulierung als eindimensionales Problem. Durch die Annahme von statischen Verhältnissen fällt jegliche Zeitabhängigkeit weg. Damit wird die Impulserhaltung einfach zur

hydrostatischen Gleichung

die besagt, daß der durch die Schwerkraft ausgeübte Druck an jedem Ort durch die Kombination von Gas- und Strahlungsdruck P kompensiert wird. Wenn keine Konvektion auftritt, wovon in den vorliegenden Modellen ebenfalls ausgegangen wird, kann die Energieerhaltung als

radiatives Gleichgewicht

angeschrieben werden. Der Energietransport (der die Forderung nach Flußkonstanz beschreibt) wird dadurch vereinfacht, daß in der Atmosphäre keine Energieerzeugung stattfindet. Statt der im Sterninneren (d.h. in großen optischen Tiefen) verwendeten Diffusionsnäherung für die Strahlung muß hier aber detaillierter

Strahlungstransport

gerechnet werden. Für diesen Schritt ist neben einer bekannten Dichte- und Temperaturstruktur vor allem auch die Kenntnis der Opazität Voraussetzung. Dafür müssen wiederum die Besetzungszahlen aller atomaren Niveaus in allen Ionisationsstufen und die Verteilung aller Elemente auf diese Ionisationsstufen bekannt sein. Mit einem vorläufigen Strahlungsfeld und den als Atommodelle gegebenen Materieeigenschaften kann man diese Besetzungszahlen berechnen. Das zugehörige Gleichungssystem muß dabei so gelöst werden, daß gleichzeitig auch die Ladungs- und Massenerhaltung oder

Teilchenzahlerhaltung

erfüllt bleiben. Diese Bedingungen können auch einfach als Abschlußgleichungen verwendet werden. Daß dieses Gleichungssystem sehr umfangreich ist, liegt daran, daß die Besetzungszahlen im non-LTE berechnet werden. Im LTE wären die Besetzungszahlen einfach über die Saha- und die Boltzmannformel bestimmt, hier ergeben sie sich jedoch erst aus den statistischen Gleichungen, die zur sogenannten Ratenmatrix A zusammengefaßt werden können. Physikalisch wird dadurch ein Gleichgewichtszustand beschrieben, in dem die Summe aller Übergänge zu einem bestimmten Niveau hin

[1] Im Inneren kompakter Sterne, wie es die Weißen Zwerge sind, sieht die Zustandsgleichung deutlich komplizierter aus und macht damit gleichzeitig einen wichtigen Anteil am exotischen Charakter dieser Objekte aus.

und von diesem Niveau weg gleich Null ist, sich die Besetzung jedes einzelnen Niveaus also im zeitlichen Mittel nicht ändert.

4.1.2 Lösungsweg

Alle angesprochenen Gleichungen sind auf stark nichtlineare Art und Weise miteinander gekoppelt. Zur Lösung bietet sich ein iteratives Vorgehen an, das im vorliegenden Fall in zwei Hauptteile zerfällt: den Strahlungstransport (auch Formale Lösung genannt) und die Strukturberechnung.

Die Formale Lösung steht am Anfang und ergibt anhand von Besetzungszahlen ein Strahlungsfeld J. Das Aufdatieren dieser Besetzungszahlen ist die wesentliche Aufgabe des zweiten Blocks, der Strukturbestimmung. Das radiative Gleichgewicht, die Ladungs- und Teilchenzahlerhaltung sowie die Ratengleichungen werden gemeinsam linearisiert und tragen im einzelnen folgendes bei: Das radiative Gleichgewicht legt die Temperaturschichtung, die Ladungserhaltung die Elektronendichte, die Teilchenzahlerhaltung die Dichte fest. Die statistischen Gleichungen liefern die Besetzungszahlen. Das hierzu nötige Lösen der Ratenmatrix erfordert numerisch den weitaus größten Aufwand. In einem separaten Schritt wird zuletzt die Einhaltung des hydrostatischen Gleichgewichts sichergestellt.

Damit ist die Strukturberechnung abgeschlossen und kann als Grundlage für eine verbesserte Bestimmung des Strahlungsfeldes benutzt werden. Dieser Vorgang wird so lange iteriert, bis die Korrekturen eine festgesetzte Schwelle unterschreiten. Notwendig ist dieses schrittweise Vorgehen, um den Aufbau eines numerisch sehr anspruchsvollen, da in allen Tiefen- und Frequenzpunkten gekoppelten Gleichungssystems (Methode der Vollständigen Linearisierung, VL) zu umgehen. Diese Tennung ist das Charakteristikum der sogenannten Lambda-Iteration. Dabei wird in der aktuellen Iteration i das Strahlungsfeld J formal aus der Anwendung des Lambda-Operators Λ auf die Quellfunktion S aus der vorherigen Iteration bestimmt

$$J^i = \Lambda S^{i-1} \ . \tag{4.1}$$

Das Konvergenzverhalten der Lambda-Iteration ist durch die vollständige Entkopplung jedoch ein äußerst langsames und deshalb ist das Verfahren in der Praxis nicht anwendbar. Eine deutliche Beschleunigung ergibt sich, wenn man statt dem vollem Lambda-Operator ein genähertes Λ^* auf die aktuelle Quellfunktion anwendet, das entweder keine oder nur eine eingeschränkte Tiefenkopplung beinhaltet, so daß die Strahlungstransportgleichung doch in die Ratenmatrix A eingesetzt und simultan gelöst werden kann. Damit ist in dem Ergebnis, also in den neuen Besetzungszahlen n_i, die Rückwirkung des Strahlungsfeldes zumindest näherungsweise berücksichtigt. Natürlich muß die Näherung wieder zurückgenommen werden, indem sie als Differenz zum wahren Lambda-Operator zusätzlich in der Strahlungstransportgleichung auftaucht. Wenn man diesen Teil jedoch auf die alte statt auf die aktuelle Quellfunktion anwendet, ist er im Voraus berechenbar:

$$J^i = \Lambda^* S^i(n^i) + [\Lambda - \Lambda^*] S^{i-1}(n^{i-1}) \ . \tag{4.2}$$

Die Ungenauigkeit, die sich aus der Verwendung der alten statt der neuen Quellfunktion ergibt, verschwindet im Fall der Konvergenz, insbesondere konvergiert das Verfahren unabhängig von der speziellen Form von Λ^* gegen die wahre Lösung. Dieses Vorgehen nennt sich beschleunigte Lambda-Iteration (accelerated lambda iteration, ALI), da es zwar weiterhin die beschriebene Zweiteilung in Formale Lösung und, im wesentlichen, Ratengleichungen beinhaltet, dort aber nicht genau das Strahlungsfeld aus der Formalen Lösung, sondern eine simultan zu berechnende verbesserte Form davon verwendet

$$[A(J^i)]n^i = b^i \qquad \text{mit } J^i \text{ aus Gl. 4.2} \tag{4.3}$$

und damit eine beschleunigte Konvergenz zur Folge hat. Eine ausführliche Beschreibung der hier verwendeten Umsetzung dieses Konzepts findet sich bei Werner & Dreizler (1999).

4.1.3 Umsetzung

Für den Programmablauf benötigt man im wesentlichen die Inputparameter, Atomdaten, ein an diese Atomdaten angepaßtes Frequenzgitter und ein Startmodell. Das Startmodell stellt eine erste Näherung für die Atmosphärenstruktur dar. Dabei kann es sich sowohl um eine analytisch berechenbare graue LTE-Atmosphäre als auch um ein bereits konvergiertes non-LTE-Modell, dessen Parameter nicht zu sehr von den gewünschten abweichen, handeln.

Die wichtigsten Inputparameter sind die Effektivtemperatur und die Oberflächenschwerebeschleunigung, gefolgt von den Häufigkeiten der Elemente, die das Modell enthalten soll. Für diese Elemente müssen Atomdaten vorliegen, die die Energien der berücksichtigten atomaren Niveaus sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten der gebunden-gebunden Übergänge zwischen diesen Niveaus, der gebunden-frei Übergänge von den Niveaus ins Kontinuum und der frei-frei Übergänge beinhalten, jeweils für Stoß- und radiative Anregung. Bei den atomaren Niveaus wird noch unterschieden zwischen solchen mit non-LTE und solchen mit LTE-Besetzung, da aus numerischen Gründen insgesamt nur eine begrenzte Anzahl von non-LTE Niveaus zugelassen werden kann, man aber trotzdem meist mehr als nur diese zur Verfügung haben möchte.

Ebenfalls eng verknüpft mit der Anzahl der atomaren Niveaus ist die Art der Veränderung, die an der Zustandsgleichung vorgenommen werden muß. Der hohe Druck in tieferen Atmosphärenschichten bewirkt, daß Niveaus mit hohen Hauptquantenzahlen überhaupt nicht besetzt werden können, vielmehr findet stattdessen bereits bei nominal zu geringer Anregungsenergie eine Ionisation statt. Diese sogenannte Druckionisation wird hier durch den Hummer-Mihalas-Formalismus (Hummer & Mihalas, 1988) berücksichtigt, der die Besetzungswahrscheinlichkeit höherer Niveaus dem Druck entsprechend erniedrigt. Aus den Atomdaten lassen sich die Opazitäten berechnen, die die eigentlich benötigten Größen darstellen.

Das Lösungsverfahren ist so aufgebaut, daß die Rückwirkung der durch die Metalle verursachten Opazität auf die Struktur und damit das Kontinuum (sog. Line Blanketing) selbstkonsistent berücksichtigt wird. Auch alle in den Vorarbeiten erwähnten Modelle beinhalten dieses Line Blanketing.

Viele der bisher eingeführten Größen sind frequenzabhängig, so die Opazitäten und das Strahlungsfeld. Man benötigt also ein Frequenzgitter, auf dem die Rechnungen durchgeführt werden können. Je nach verwendeten Atomdaten und damit der Lage der interessierenden Übergänge wird dieses Frequenzgitter bestmöglich angepaßt. Für die Atmosphärenberechnung reicht im allgemeinen eine niedrigere Auflösung, zur Berechnung von emergenten Flüssen sind jedoch speicherplatz- und rechenzeitintensivere, deshalb meist nur für einen ausgesuchten Spektralbereich optimierte, Frequenzgitter nötig.

Die Tiefenabhängigkeit aller betroffenen Größen wird hingegen stets auf einem auf Erfahrung beruhenden, 90 Tiefenpunkte umfassenden, Gitter berechnet.

4.2 Implementierung der Diffusion

Zusätzlich zu dem bisherigen, eben beschriebenen, Programmteil kommt in der Version, die zur Bestimmung tiefenabhängiger Häufigkeiten fähig ist, eine entsprechende Erweiterung. Die Bedingung für die Gleichgewichtshäufigkeiten (wie in Abschnitt 3.3 aufgestellt) wird unter Annahme einer bekannten Atmosphärenstruktur und eines bekannten Strahlungsfeldes gelöst. Die gefundenen Häufigkeiten werden dann als Grundlage für eine neuerliche, daran angepaßte Atmosphärenberechnung verwendet. Diese benötigt im allgemeinen rund zehn Iterationsschritte, bevor eine verbesserte Häufigkeitsbestimmung, die pro Gesamtiteration erfahrungsgemäß nur einmal durchlaufen werden sollte, durchgeführt werden kann. Die Anzahl der bis zum Erreichen des Konvergenzkriteriums nötigen Gesamtiterationen, deren Ablauf in Abbildung 4.1 skizziert ist, liegt je nach verwendetem Startmodell zwischen zehn und hundert.

Als Startmodelle können sowohl chemisch homogene als auch geschichtete Modelle eingesetzt werden. Für mit dem Standardprogramm (ohne Diffusion) berechnete homogene Startmodelle ist noch eine Formatänderung notwendig, bei der formal jedem Tiefenpunkt ein eigener Häufigkeitswert zugeordnet wird. Die durch die Diffusionseffekte herbeigeführten Änderungen sind dann so groß, daß im Mittel die Anzahl der benötigten Iterationsschritte mit einem homogenen Startmodell trotz unveränderter Effektivtemperatur und Oberflächenschwerebeschleunigung eine Größenordnung über der mit einem Diffusionsmodell mit abweichenden Parametern benötigten liegt.

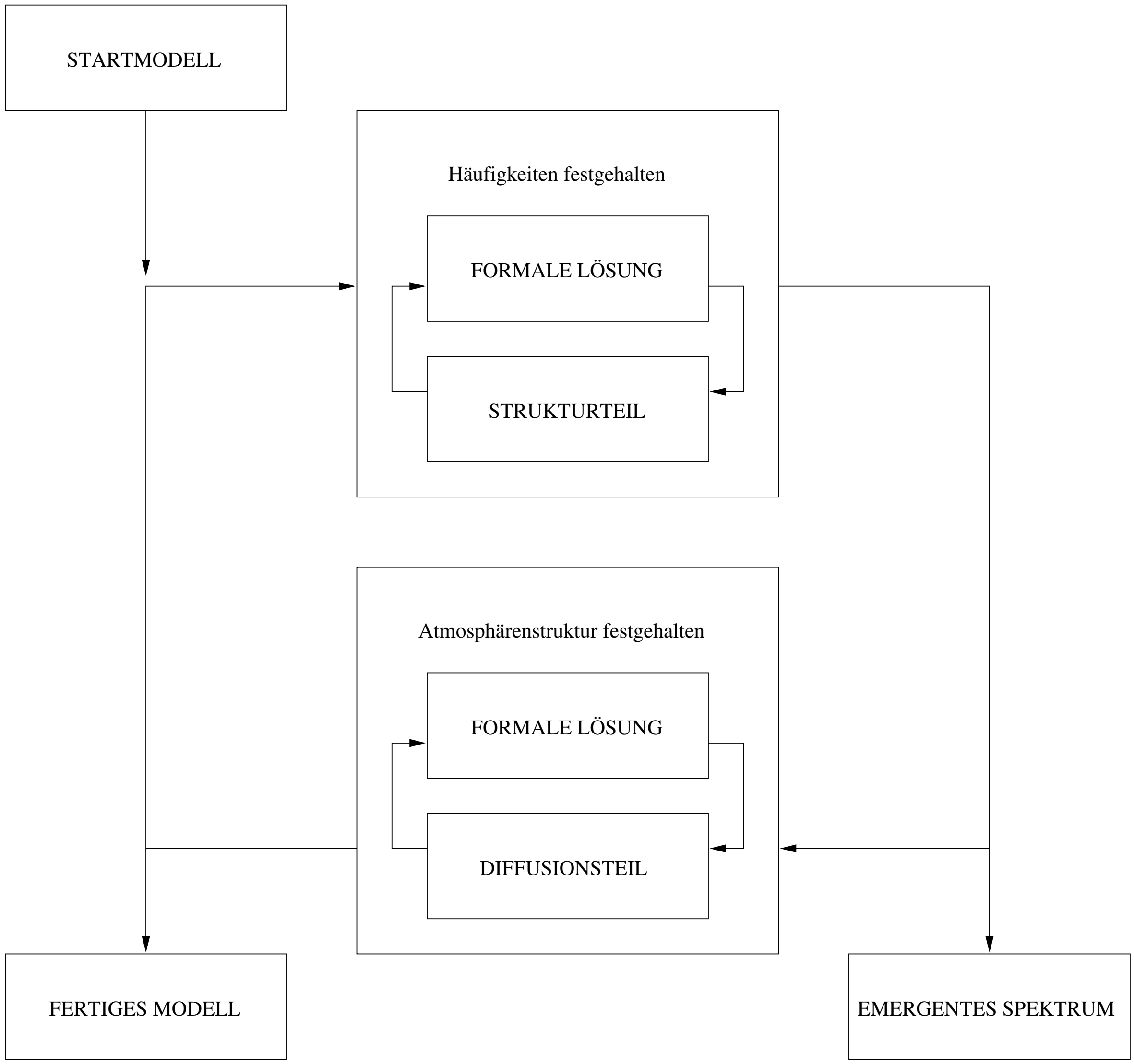

Abbildung 4.1: Schematischer Programmablauf: Die Berechnung der geschichteten Atmosphärenstruktur erfolgt in zwei Blöcken, bei der einmal die aktuellen Gleichgwichtshäufigkeiten, einmal die Atmosphärenstruktur festgehalten werden.

Das oben erwähnte Konvergenzkriterium besteht aus einer externen Kontrolle der Änderungen t im emergenten Fluß

$$t = \frac{F^i - F^{i-1}}{F^i}$$

und wurde für die hier berechneten Modelle formal auf 5% festgesetzt. Dieser hohe Wert trifft aber maximal auf einige wenige Linien zu, die Abweichungen im Kontinuum liegen zu diesem Zeitpunkt dann nur noch im Promillebereich. Es ist darauf zu achten, daß die Konvergenzschwelle für die Atmosphärenberechnung auf einen so niedrigen Wert gesetzt wird, daß der Wiedereinstieg in den Diffusionsteil nicht durch eine vorzeitige Beendigung des Programms unterbunden wird.

Die Frage nach der Eindeutigkeit der errechneten Häufigkeitsschichtung wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit an einem Einzelbeispiel untersucht. Hierbei wurde aus zwei ungeschichteten Startmodellen mit ganz unterschiedlichen Effektivtemperaturen, Oberflächenschwerebeschleunigungen und Metallizitäten[2] über verschiedene Wege jeweils ein geschichtetes Modell mit identischen Parametern entwickelt und die beiden Ergebnisse miteinander verglichen. Die Unterschiede in den Häufigkeiten sind gering, wie Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen. Die maximalen Abweichungen in den emergenten Spektren waren nicht größer als die Summe der allein aus der Abbruchbedingung noch zugelassenen.

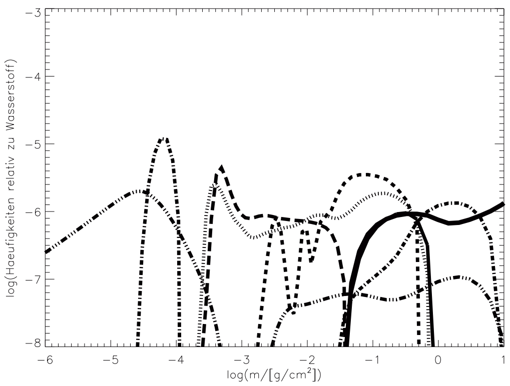

Abbildung 4.2: Häufigkeitsschichtung in einem non-LTE-Modell mit $T_{\rm eff}$ =40 000 K und log g =7.9, erzeugt aus einem grauen LTE-Modell mit $T_{\rm eff}$ =40 000 K und log g =8.0 über mehrere homogene und geschichtete non-LTE-Modelle. Zur Identifikation der einzelnen Elemente siehe Anhang A.1.

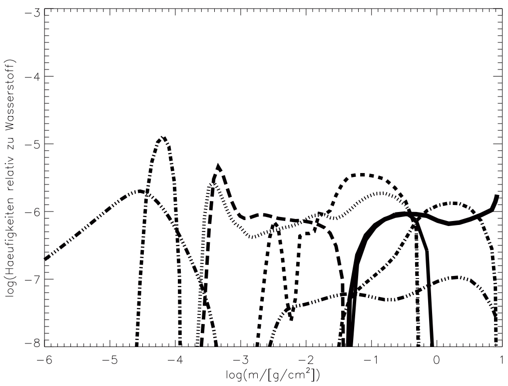

Abbildung 4.3: Häufigkeitsschichtung in einem non-LTE-Modell mit $T_{\rm eff}$ =40 000 K und log g =7.9, erzeugt aus einem chemisch homogenen non-LTE-Modell mit $T_{\rm eff}$ =47 000 K und log g =7.8 über weitere homogene und geschichtete non-LTE-Modelle. Siehe auch Anhang A.1.

Dem Gleichgewichtsansatz inhärent ist die Annahme, daß das Reservoir an Helium und Metallen im Prinzip unbegrenzt ist. Die physikalischen Bedingungen führen in dem betrachteten Parameterbereich aber eben gerade zu Häufigkeiten, die die Promillegrenze nicht überschreiten, so daß im Nachhinein die Annahme eines dominierenden, homogenen Wasserstoffplasmas, auf das alle anderen Häufigkeiten bezogen werden können, gerechtfertigt wird. Nur bei kleineren Oberflächenschwerebeschleunigungen ($\sim$ log $g < 7.5$) können sich doch höhere Werte ergeben, die dann auf einen Anteil von 10^{-2} festgesetzt werden. In den verwendeten Modellen tritt dies nur für Sauerstoff in den äußer-

[2]siehe Abschnitt 4.3.1

sten Atmosphärenschichten ein. Nach unten werden die Häufigkeiten aus rein numerischen Gründen auf 10^{-15} begrenzt.

Zur Ausführlichkeit der verwendeten Atomdaten ist noch folgende Anmerkung zu machen: Die genaue Berechnung des radiativen Auftriebs erfordert ein möglichst exaktes Atommodell, in dem jede einzelne Linie und jede Linienaufspaltung wichtig sein kann. Der Strukturteil kommt hingegen mit einer weniger aufwendigen Beschreibung aus. Da im Moment die verwendeten Atomdaten in beiden Teilen dieselben sind, ist ein Kompromiß nötig, der sich neben dem maximal zur Verfügung stehenden Speicherplatz vor allem am Rechenaufwand orientieren muß. Ob die hier verwendeten Atomdaten an das Gesamtproblem angepaßt sind, wird beginnend in Abschnitt 4.3.3 anhand eines deutlich größeren Atomdatensatzes untersucht.

4.3 Modellgitter

Aus eigenen Rechnungen stehen drei verschiedene Klassen von Modellgittern zur Verfügung. Alle Modelle enthalten neben Wasserstoff Helium, Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Silizium, Eisen und Nickel in wechselnden Anteilen und wurden, wenn nicht anders angeben, auf einem 10 226 Punkte umfassenden Frequenzgitter berechnet. Für eine kleinere Auswahl an Objekten gibt es zunächst chemisch homogene non-LTE-Modellatmosphären mit Häufigkeiten, die sich direkt an den von Wolff (1999) bestimmten Metallizitäten orientieren. Sie werden stellenweise zum Vergleich herangezogen, spielen aber ansonsten nur als Startmodelle für Diffusionsrechnungen eine Rolle. Das Gitter, das diese chemisch geschichteten non-LTE-Modelle bilden, ist mit Abstand am umfangreichsten und bildet gleichzeitig die Grundlage für einzelne Abwandlungen. An mehreren Punkten wurden schließlich noch chemisch geschichtete LTE-Modelle erzeugt.

4.3.1 Chemisch homogene non-LTE-Modelle

Die chemisch homogenen Modelle entstammen exakt derselben Progammversion wie die geschichteten. Der einzige Unterschied besteht darin, daß für die homogenen Modelle das Durchlaufen des Diffusionsteils dadurch verhindert wird, daß die Anzahl der dafür vorgesehenen Iterationen auf Null gesetzt wird. Damit bleiben die zu Anfang festgesetzten Häufigkeiten in jeder Tiefe erhalten. Für eine Metallizität von 1 bedeutet dies im einzelnen $C/H = 2\times10^{-6}$, $N/H = 4\times10^{-6}$, $O/H = 1\times10^{-6}$, $Si/H = 1\times10^{-6}$, $Fe/H = 5\times10^{-6}$, $Ni/H = 1\times10^{-6}$, für Helium gilt unabhängig von der Metallizität m $He/H = 2\times10^{-6}$. Die Skalierung von m wurde je nach betrachtetem Objekt entsprechend Tabelle 2.1 angebracht, nach der sich in diesem Schritt auch die beiden anderen Parameter richten.

4.3.2 Chemisch geschichtete non-LTE-Modelle

In vollständig überdeckten Bereichen des Parameterraums beträgt die Schrittweite für die Effektivtemperatur 2 000 bis 3 000 K, für log g 0.1 in cgs-Einheiten. Alle für die folgenden Analysen zur Verfügung stehenden Parameterkombinationen sind in Abbildung 4.4 eingetragen. Es wird daran erinnert, daß für diese Modelle die Häufigkeiten keine freien Parameter sind, sie sind vielmehr über die Gleichgewichtsbedingung allein durch die Lage im $T_{\rm eff}$-log g-Diagramm mit festgelegt. Einer detaillierten Beschreibung der Eigenschaften dieser Modelle ist das nächste Kapitel gewidmet.

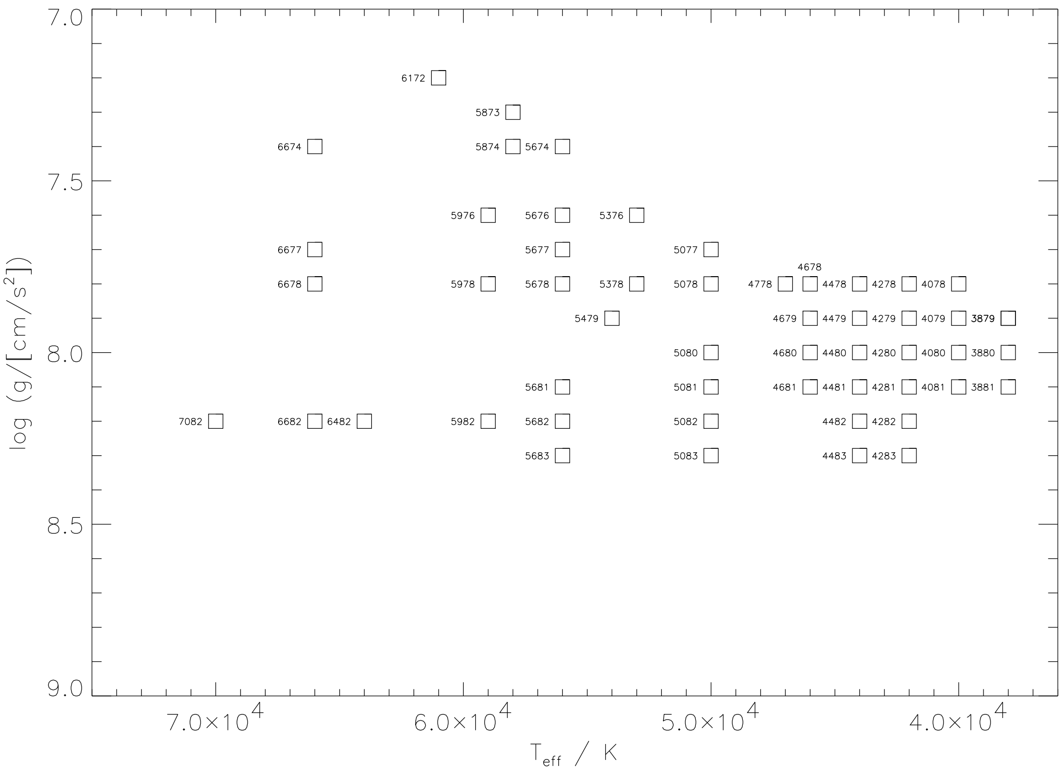

Abbildung 4.4: Das Modellgitter im $T_{\rm eff}$-log g-Diagramm: Eingetragen sind die Parameter der chemisch geschichteten non-LTE-Modellatmosphären.

4.3.3 Chemisch geschichtete non-LTE-Modelle mit detaillierteren Atomdaten

Für 66 000 K bei log g =7.8 und 40 000 K bei log g =8.0 wurden Modelle mit ausführlicheren Atomdaten berechnet. Diese Atomdaten umfassen dieselben Ionisationsstufen, aber rund doppelt so viele non-LTE-Besetzungszahlen für atomare Niveaus wie die Atomdaten aller anderen vorgestellten Modelle. Entsprechend wurde die Zahl der Frequenzpunkte auf 17 273 erhöht. Diese Rechungen sind aber so zeitaufwendig, daß die Erstellung eines kompletten Gitters bisher nicht möglich ist. Trotz beobachteter Abweichungen werden deshalb die bisherigen Atomdaten weiterverwendet, auf die möglichen Auswirkungen wird dann erst im Ausblick nochmals näher eingegangen.

4.3.4 Chemisch geschichtete LTE-Modelle

Wolff et al. (1998) haben für ihre Analysen der EUVE-Spektren LTE-, Barstow et al. (1997) non-LTE-Modelle verwendet. Ein direkter Vergleich der obigen non-LTE- und der in diesem Abschnitt vorgestellten LTE-Modelle mit denen der beiden anderen Gruppen kann nur in bezug auf die Effekte der chemischen Schichtung hin erfolgen, die unsere Modelle von den chemisch homogenen unterscheidet. Die Diffusionsmodelle können aber untereinander verglichen werden, um die Wichtigkeit des non-LTE für Diffusionsrechnungen zu demonstrieren. Um die Effekte möglichst ausschließlich auf diese Unterscheidung zurückführen zu können, werden in der LTE-Programmversion lediglich die Besetzungszahlen nach den Saha-Boltzmann-Formeln statt über die statistischen Gleichungen berechnet. Das beinhaltet aber auch, daß die Atomdaten sich nicht von den für die non-LTE-Modelle verwendeten unterscheiden, insbesondere also nicht das Potential ausnützen, das LTE-Rechnungen sonst bieten. Es ist im Moment also nicht eindeutig festzustellen, welche Anteile die Verschiedenartigkeit der Atomdaten, die Verwendung von LTE oder non-LTE und die chemische Homogenität oder Schichtung an den im Vergleich zu den Wolff'schen Modellen beobachteten Abweichungen haben.

Klar ist jedoch auf jeden Fall, daß Diffusionsrechnungen im LTE beziehungsweise im non-LTE deutlich unterschiedliche Ergebnisse liefern, auch in einem Temperaturbereich, der gemeinhin bereits als Übergangsgebiet angesehen wird. Bei gleichen Häufigkeiten mag die Andersartigkeit des Strahlungsfeldes allein im Spektum keine so großen Abweichungen verursachen, bei der Berechnung des radiativen Auftriebs macht sie sich aber bemerkbar. Damit sind die Gleichgewichtshäufigkeiten andere, die Opazität ändert sich, und die emergenten Spektren erhalten in den beiden Fällen ein sehr verschiedenes Aussehen. Meist ist der radiative Auftrieb größer, wenn er mit einem LTE-Strahlungsfeld berechnet wird, die Häufigkeiten und Opazitäten sind höher und damit ergibt sich im EUV ein zu geringer emergenter Fluß, der, da der Gesamtfluß über die Effektivtemperatur vorgegeben ist, dafür in längerwelligen Bereichen vermehrt zutage tritt. Abbildung 4.5 zeigt dies an einem Beipiel mit moderater Effektivtemperatur.

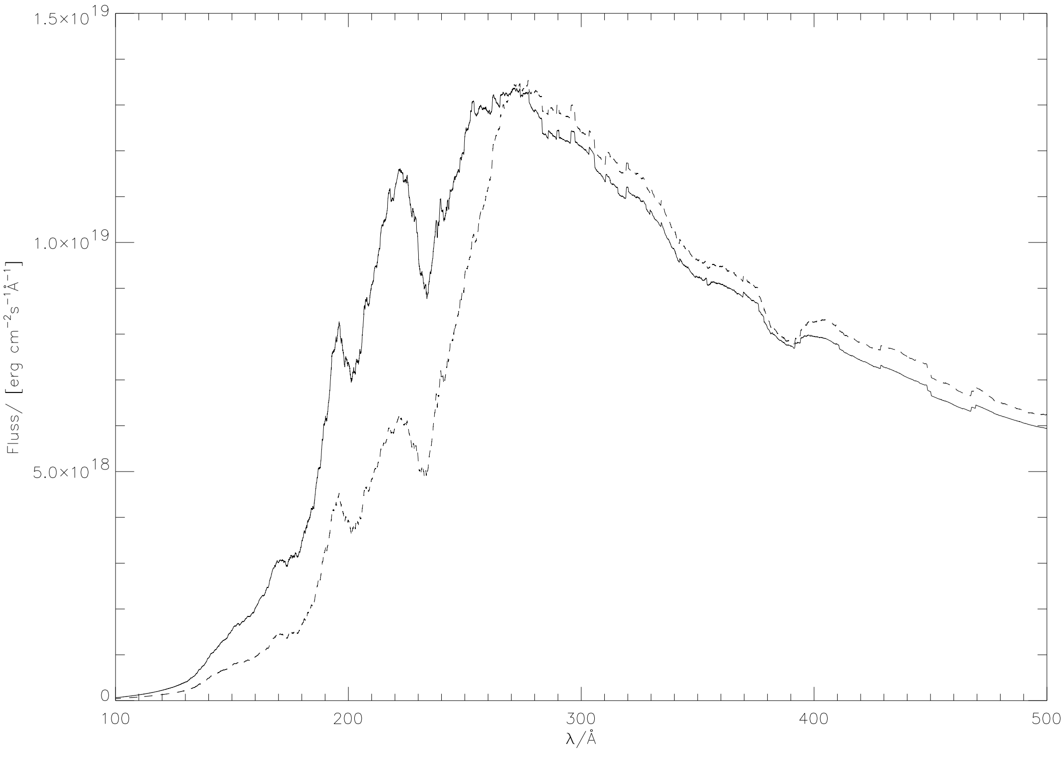

Abbildung 4.5: Theoretisches Spektrum eines non-LTE-Modells mit $T_{\rm eff} = 47\,000\,$K und $\log\, g = 7.8$ (durchgezogen) und eines LTE-Modells mit denselben Parametern (gestrichelt). Beide Modellspektren wurden über jeweils 500 Datenpunkte geglättet, um den Flußverlauf gegenüber den vielen Linien hervorzuheben.

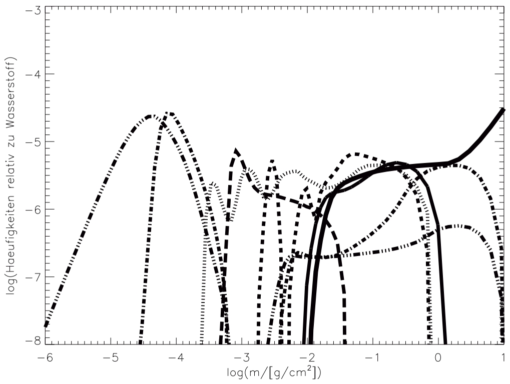

Abbildung 4.6: Häufigkeitsschichtung eines chemisch geschichteten non-LTE-Modells mit $T_{\rm eff}$ =47 000 K und log g =7.8. Zur Identifikation der einzelnen Elemente siehe Anhang A.1.

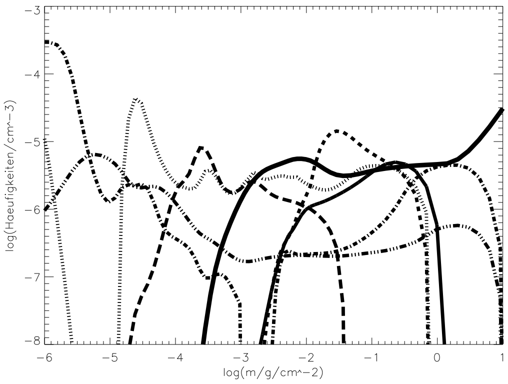

Abbildung 4.7: Häufigkeitsschichtung eines chemisch geschichteten LTE-Modells mit $T_{\rm eff}$ =47 000 K und log g =7.8. Zur Identifikation der einzelnen Elemente siehe Anhang A.1.

Kapitel 5

Eigenschaften der Modelle

Die chemisch geschichteten Modellatmosphären weisen einige Besonderheiten im Vergleich zu chemisch homogenen Modellen auf. Es bilden sich teilweise sehr steile Häufigkeitsgradienten aus, die einen ungewöhnlichen Temperaturverlauf nach sich ziehen. Vermutlich treten diese Effekte in realen Atmosphären nicht in ganz so ausgeprägter Form auf, da lokale Homogenisierungsmechanismen zu erwarten sind.

In Übereinstimmung mit Beobachtungsergebnissen ist aber der Befund, daß auch die Opazität der Modellspektren im EUV von Eisen dominiert wird. Dessen Häufigkeit ändert sich mit den Modellparametern auf charakteristische Weise. So ist parallel zu einer Abkühlung ein Absinken des Eisens und anderer Elemente zu beobachten. Dasselbe gilt aber auch für eine Erhöhung der Schwerebeschleunigung, auf die die Modelle noch deutlich empfindlicher reagieren als auf eine Erniedrigung der Effektivtemperatur. Deshalb ist eine Temperaturangabe allein nicht so ausagekräftig wie der einzuführende diffusionstheoretische Metallindex *mi*, um eine Grenze für den Abbruch der Metallhäufigkeiten anzugeben.

5.1 Atmosphärenstruktur

5.1.1 Häufigkeiten

Anstatt einer einzelnen Angabe für die photosphärische Häufigkeit eines Elements liegt nun für jede modellierte Tiefe ein Wert vor. Einen möglichen Verlauf von Modell-Elementhäufigkeiten mit der Säulenmasse in der Atmosphäre zeigt beispielhaft Abbildung 5.1 für alle verwendeten Elemente. Es können sich sehr viel kompliziertere Verteilungen einstellen als einfach nur ein monotones Abnehmen der Elementhäufigkeit mit der Tiefe, und auch eine Korrelation mit der Atommasse ist nur sehr eingeschränkt verwirklicht.

Es stellt sich nun einerseits die Frage, wie eine globale photosphärische Häufigkeit angegeben werden soll, die als repräsentativer Wert zum Beispiel auch mit anderen Analyseergebnissen verglichen werden kann. Andererseits muß man sich Gedanken darüber machen, inwieweit eine solche Angabe überhaupt sinnvoll ist. Hält man sich eng an Chayer et al. (1995b), so ist eine Angabe des loka-

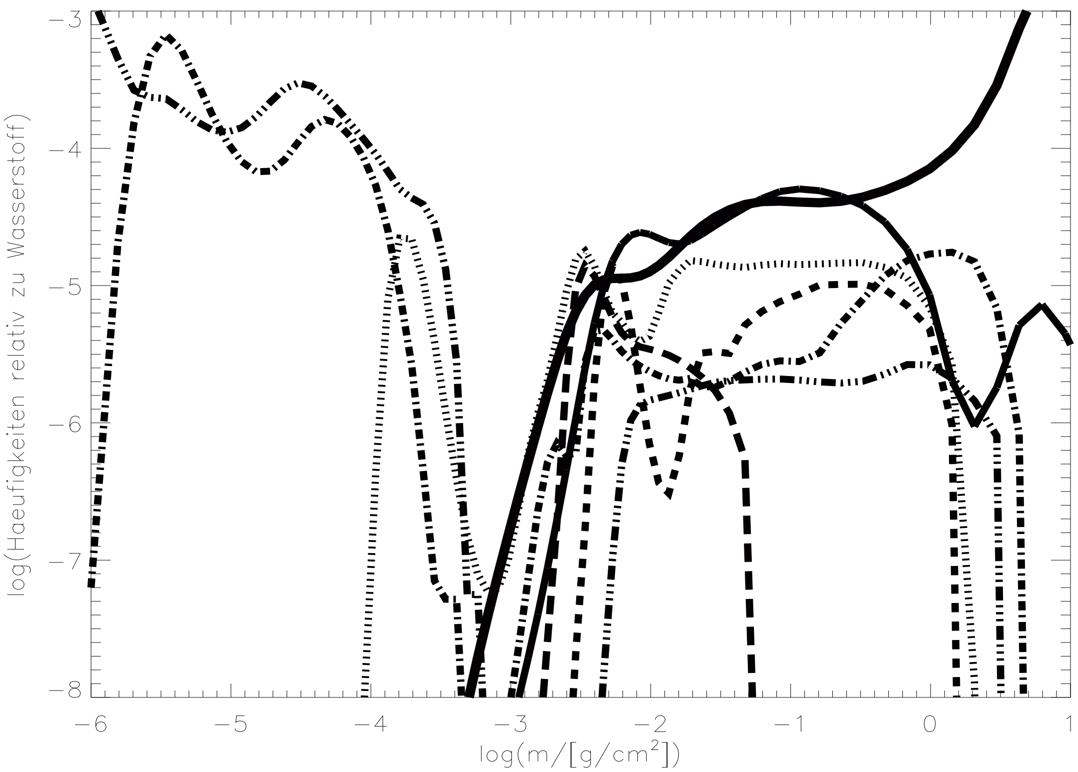

Abbildung 5.1: Häufigkeitsschichtung eines Modells mit $T_{\rm eff} = 58\,000\,$K und log $g = 7.3$. Zur Identifikation der einzelnen Elemente siehe Anhang A.1.

len Häufigkeitswerts bei der optischen Tiefe $\tau_{\rm ross} = \frac{2}{3}$ denkbar. Die eingeschränkte Aussagekraft eines solchen Wertes wurde aber bereits diskutiert. Eine andere Möglichkeit besteht darin, die zu bewertenden Modellspektren als eine "Beobachtung" zu betrachten, anhand derer auf konventionelle Art und Weise über eine Anpassung der Linien mit chemisch homogenen Atmosphären auf die bestpassenden Häufigkeitswerte geschlossen wird. Aber auch mit dieser Methode wird man dem inhomogenen Charakter der Modelle nicht gerecht, da sowohl verschiedene Anteile einer Linie als auch gesamte Spektralbereiche jeweils in unterschiedlichen Tiefen entstehen[1]. Diese Schwierigkeit hat Dreizler (1999) aufgezeigt, bei dem auch bei den auf das Diffusionsmodell am besten passenden homogenen Häufigkeiten die Linienformen in homogenen und geschichteten Modellspektren noch deutlich voneinander abwichen. Dazu kommt, daß dieses Vorgehen für ein ganzes Modellgitter praktisch nicht durchführbar ist, da der rechen- und auswertetechnische Aufwand nochmals deutlich höher wäre als bei bisherigen Analysen: Eine Beobachtung müßte zunächst mit chemisch geschichteten Modellen angepaßt werden, und das beste Modell dann wiederum mit einem Gitter von homogenen Modellen. Die erhoffte Erleichterung in der Modellierung, Häufigkeiten nicht mehr als freie Parameter behandeln zu müssen, würde damit wieder wegfallen. Weil außerdem die Variation der Häufigkeiten mit der Tiefe auch unverzichtbar für die Qualität der Spektren ist, wird im folgenden fast nie ein einzelner Wert angegeben, sondern stattdessen weiterhin die volle tiefenabhängige Information graphisch dargestellt.

Alternativ findet im folgenden auch eine Größe *mi* Verwendung, die die generellen Vorhersagen des Gleichgewichtsansatzes auf eine recht anschauliche Art und Weise zusammenfaßt. Der diffusionstheoretische Metallindex *mi* soll hier definiert werden als

$$mi = 4 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{T_{\text{eff}}^4}{g} \cdot \frac{cm}{K^4 \cdot s^2} \, .$$

Die Strahlungsbeschleunigung auf ein Element ist näherungsweise proportional zu T_{eff}^4 (da der frequenzintegrierte Eddingtonfluß eine T_{eff}^4-Abhängigkeit zeigt), ihr entgegen wirkt ein zur Schwerebeschleunigung proportionaler Term. Parameterkombinationen, bei denen das Verhältnis dieser beiden Größen konstant ist, sollten also ähnliche Metallhäufigkeiten zeigen. Der Skalierungsfaktor ist so gewählt, daß *mi* bei $T_{\text{eff}} = 56\,000$ K und log $g = 7.6$ Eins[2] wird. Ein Vergleich mit den Modellrechnungen zeigt, daß tatsächlich bei ähnlichem Metallindex, der mit jeweils stark voneinander abweichenden Einzelparametern gebildet wird, die Modelle auch sehr ähnliche Häufigkeitsschichtungen zeigen. Diesen Sachverhalt demonstrieren Abbildungen 5.2 und 5.3.

Wie auch schon vorhergehende Darstellungen zeigen diese Abbildungen noch einen weiteren Punkt, der generell bei den resultierenden Häufigkeitsschichtungen auffällt: es treten stellenweise sehr steile Gradienten auf, über deren mögliche Auswirkungen man sich ebenfalls Gedanken machen sollte. So ist es vorstellbar, daß in einem solchen Fall auch Konzentrationsdiffusion mit berücksichtigt werden muß, die den Aufbau zu steiler Gradienten unter Umständen verhindern würde, damit die Modelle die realen Verhältnisse gut genug beschreiben. Ebenso könnte sogar Konvektion einsetzen, die in der betroffenen Zone dann zu einer vollständigen Durchmischung führen würde. Diese Betrachtung wird im nächsten Abschnitt noch einmal im Zusammenhang mit durch Temperaturgradienten getriebener Konvektion aufgegriffen.

5.1.2 Temperatur

Die Temperaturschichtung chemisch geschichteter Modelle unterscheidet sich in einigen Punkten von der chemisch homogener Modelle mit vergleichbaren Metallhäufigkeiten. Abbildungen 5.4 bis 5.7 zeigen die Temperaturschichtungen homogener (gestrichelt) und geschichteter Modelle (gepunktet) mit gleichen atmosphärischen Parametern, und mit Metallizitäten m der homogenen Modelle, die nahe

[1] Bei der Bildung tiefengemittelter Häufigkeiten müßte aus diesem Grund eine Gewichtung, zum Beispiel anhand von Linienentstehungsgebieten, angebracht werden. Statt einer Tiefenabhängigkeit hat man dann aber eine Wellenlängenabhängigkeit zu berücksichtigen, so daß die Information nicht kompakter zusammengefaßt ist als zuvor.

[2] Diese Parameter hat der von Wolff et al. (1998) als Standard verwendete Stern G 191-B2B, der dort die Metallizität m=1 definiert. Eine Verbindung zwischen m und *mi* wird in Kapitel 7.2.3 noch hergestellt werden.

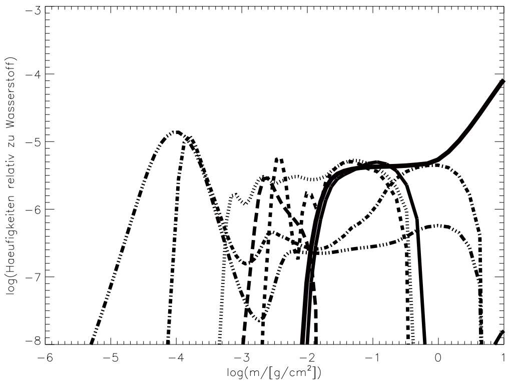

Abbildung 5.2: Häufigkeitsschichtung eines heißen Modells mit $mi = 0.31$: $T_{\text{eff}} = 56\,000$ K, $\log\, g = 8.1$. Zur Identifikation der einzelnen Elemente siehe Anhang A.1.

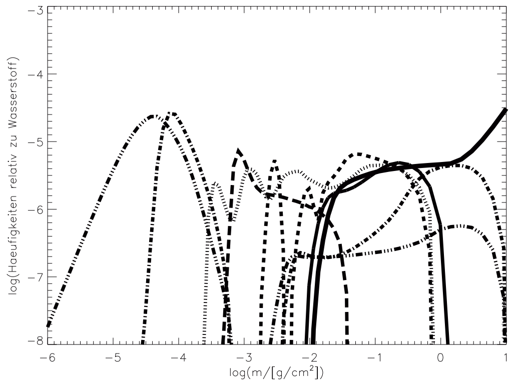

Abbildung 5.3: Häufigkeitsschichtung eines kühlen Modells mit $mi = 0.31$: $T_{\text{eff}} = 47\,000$ K, $\log\, g = 7.8$. Zur Identifikation der einzelnen Elemente siehe Anhang A.1.

bei den im vorherigen Abschnitt eingeführten Metallindizes *mi* der entsprechenden Parameterkombination liegen. Während der generelle Verlauf ähnlich ist und insbesondere in den wichtigen Gebieten zwischen $\log\, m = -3$ und $\log\, m = 0$ (Säulenmasse m in $\frac{g}{cm^2}$), in denen große Teile des Spektrums entstehen, kaum Unterschiede festzustellen sind, zeigen die Diffusionsmodelle sowohl in den tiefsten als auch in sehr weit außen liegenden Schichten einen abweichenden Temperaturverlauf. Die Abweichungen fallen zusammen mit Maxima der Häufigkeitsverteilungen, wie ein Vergleich der Abbildung 5.1 mit 5.4 zeigt. Zum Beispiel findet der deutliche Einbruch in der Temperatur bei $\log\, m = -5.7$ an der Stelle statt, an der die maximale Stickstoffhäufigkeit auftritt, eine zweite kleinere Einsenkung bei $\log\, m = -4.5$ fällt mit einem Maximum der Sauerstoffverteilung zusammen, eine dritte Absenkung bei $\log\, m = -3.7$ kann unter Umständen mit dem Häufigkeitsverlauf des Kohlenstoffs in diesem Gebiet in Verbindung gebracht werden. Dieser Effekt der Kühlung durch CNO-Elemente ist bekannt. Das Ansteigen der Eisenhäufigkeit unterhalb von $\log\, m = 0.5$ wird schließlich begleitet von einem Anstieg der Temperatur.

Ähnlich ist die Situation bei allen anderen geschichteten Modellen, in deren äußeren Schichten Metalle in ausreichender Häufigkeit auftreten. Diese starke Temperaturvariation ist ein recht ungewöhnliches Verhalten. Ein Zustandekommen durch rein numerische Effekte konnte ausgeschlossen werden; der Grund für die Schwankungen ist also offensichtlich in den Häufigkeitsgradienten zu suchen. Daß diese steilen Häufigkeitsgradienten in realen Sternen so unter Umständen gar nicht vorkommen würden, weil Konzentrationsdiffusion oder Konvektion dem entgegenwirken würden, wurde bereits diskutiert. Nun kommt ein weiterer Punkt hinzu, der eine Ausschmierung der Gradienten bewirken könnte. Wenn starke Häufigkeitsschwankungen deutliche Temperaturgradienten nach sich ziehen, so kann auch das zur Ausbildung einer lokalen Konvektionszone führen. Eine genauere Überprüfung kann nur anhand des Schwarzschild-Ledoux-Kriteriums

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad} + \xi \nabla_{\mu}$$

erfolgen, wobei $\xi > 0$ ist, so daß positive Häufigkeitsgradienten grundsätzlich einen stabilisierenden Effekt haben (ebenso wie invertierte Temperaturschichtungen), während bei invertierten Häufigkeitsschichtungen Konvektion früher als mit dem Schwarzschild-Kriterium allein berechnet einsetzen kann. Da diese invertierten Häufigkeitsgradienten nun anscheinend gerade in Kombination mit

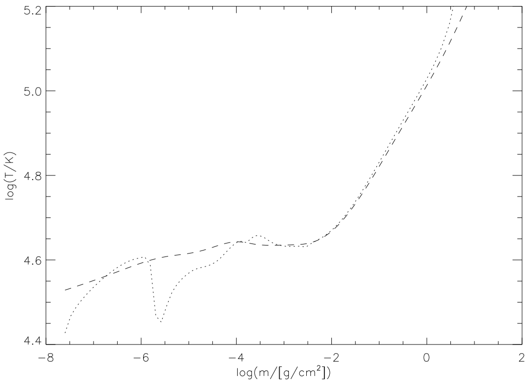

Abbildung 5.4: Temperaturschichtung chemisch homogener und geschichteter $(\cdots)$ Modelle bei $T_{\rm eff} = 58\,000$ K, $\log\ g = 7.3$, $m = 2.0$

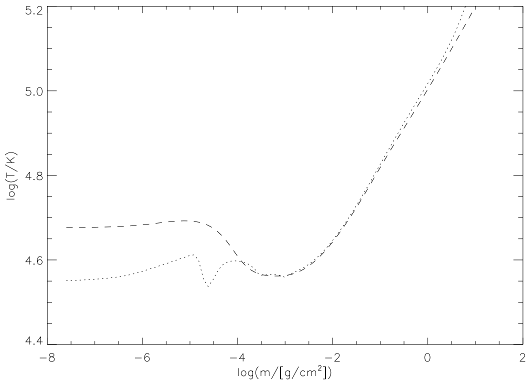

Abbildung 5.5: Temperaturschichtung chemisch homogener und geschichteter $(\cdots)$ Modelle bei $T_{\rm eff} = 50\,000$ K, $\log\ g = 7.7$, $m = 0.2$

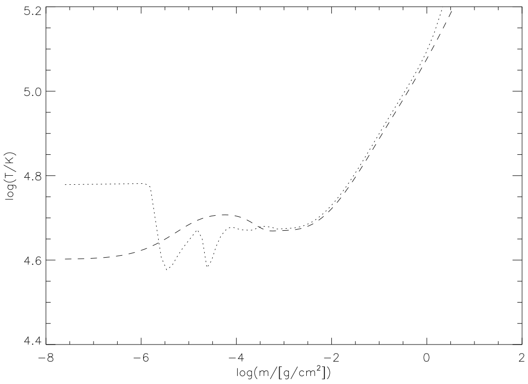

Abbildung 5.6: Temperaturschichtung chemisch homogener und geschichteter $(\cdots)$ Modelle bei $T_{\rm eff} = 66\,000$ K, $\log\ g = 7.8$, $m = 1.0$

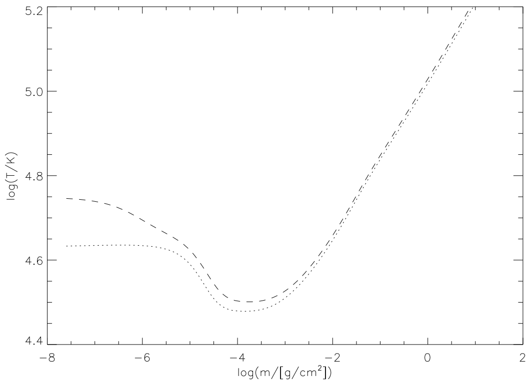

Abbildung 5.7: Temperaturschichtung chemisch homogener und geschichteter $(\cdots)$ Modelle bei $T_{\rm eff} = 44\,000$ K, $\log\ g = 8.3$, $m = 0.05$

nach außen abfallenden Temperaturen auftreten, wird zu überprüfen sein, ob sich diese Atmosphärenschichten überhaupt noch im radiativen Gleichgewicht befinden, wie in den Modellen angenommen wird. Und schließlich ist dann selbst bei Einhaltung dieser Bedingung zu überlegen, ob Temperaturdiffusion bei den auftretenden steilen Gradienten doch nicht mehr vernachlässigbar ist und in Zukunft mit berücksichtigt werden sollte.

5.2 Emergenter Fluß

Die Opazität der Modellspektren ist im EUV von Eisen bestimmt, ebenso wie die Beobachtungen in diesem Bereich (vergleiche Vorarbeiten, Abschnitt 2.4.1). Dies gilt uneingeschränkt auch für die Modelle, in denen Eisen mit geringeren Häufigkeiten vorkommt als andere Elemente. Eine solche Situation ergibt sich in Modellen, zu denen ein niedriges *mi* (< 0.3) gehört. Hier zeigt sich ein wichtiger Unterschied zu den von Wolff et al. (1998) verwendeten Häufigkeiten, deren Verhältnis untereinander sich durch die Definition der Metallizität nicht änderte. Die neuen Modelle bieten dadurch insbesondere die Möglichkeit, trotz geringerer EUV-Opazität im UV Metallinien (außer Eisen) zu zeigen, ohne zu Widersprüchen zu kommen.

Die Aussage, daß die Hauptopazität im EUV von Eisen herrührt, läßt sich für die Modelle belegen, indem man ihre emergenten Flüsse gegen solche vergleicht, die durch eine Formale Lösung mit auf Null gesetzter Eisenopazität berechnet wurden. Das läßt sich auch für die anderen Elemente einzeln wiederholen. Dabei zeigt sich, daß der (frequenzabhängige) EUV-Fluß ohne Eisen je nach mi um 10 bis 100 % zunimmt, während er bei allen anderen Elementen nur um maximal bis zu 10 % anwächst. Die Absorptionswirkung von Eisen wurde bereits in Abbildung 2.4 auf Seite 18 dargestellt. Sie führt dazu, daß bei Modellen mit $mi > 0.75$ der Fluß kurzwellig von etwa 180 Å stark einbricht, ganz so wie dies auch aus Beobachtungen von Objekten mit vergleichbaren Parametern bekannt ist.

Im UV zwischen 1100 und 1500 Å zeigen die Modellspektren durch die zunehmende Gleichgewichtshäufigkeit bereits ab $mi = 0.2$ Eisenlinien, zwischen 1500 und 1800 Å geschieht dies in nennenswertem Maße erst oberhalb von $mi = 2$.

5.3 Parameterabhängige Größen

5.3.1 Veränderungen mit der Effektivtemperatur

Die Modelle zeigen eine generelle Abnahme aller Elementhäufigkeiten mit der Erniedrigung der Effektivtemperatur. Von einem Anteil von rund 10^{-5} der häufigsten Elemente an der Gesamtteilchendichte in den Entstehungsgebieten des Spektrums bei $T_{\text{eff}} = 66\,000$ K (und log g =7.8) nimmt dieser Wert bis zu einer Temperatur von $T_{\text{eff}} = 40\,000$ K (und ebenfalls log g =7.8) um eine Größenordung ab.

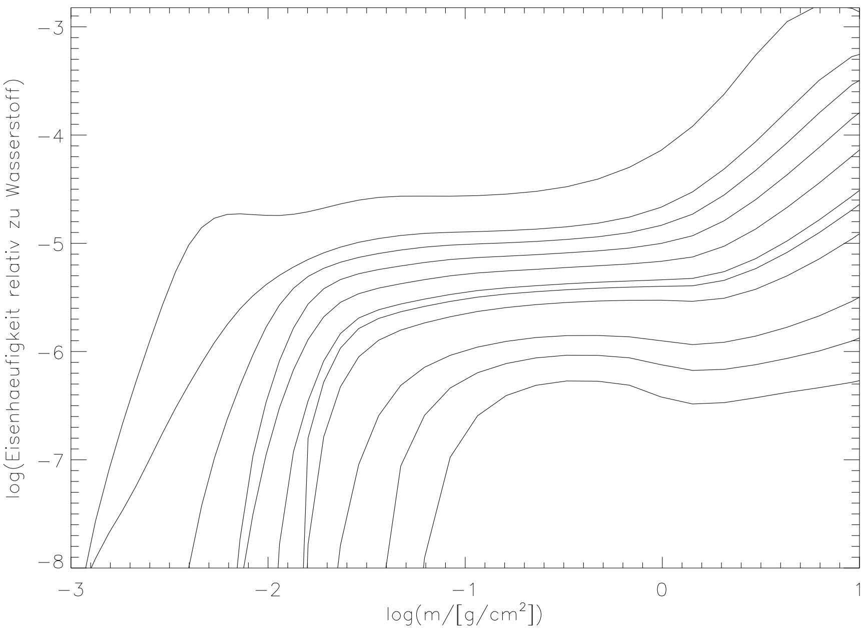

Abbildung 5.8: Absinken des Eisens entlang eines Abkühlweges für $M = 0.6\,M_\odot$: aufgetragen ist die Eisenhäufigkeit über die Tiefe für verschiedene Modelle. Das erste Modell hat dabei $T_{\text{eff}} = 66\,000$ K und log g = 7.7, das letzte T_{eff} 38 000 K und log g = 7.9

Diese Abnahme beinhaltet einerseits eine Absenkung des Maximalwerts, gleichzeitig aber oft auch eine Verschiebung der Übergangszone von einem Gebiet höherer zu einem Gebiet sehr viel geringerer Häufigkeit nach innen. Besonders schön wird dies am Beispiel des Eisens sichtbar, wie in Abbildung 5.8 dargestellt, ist aber ebenso auch für alle anderen Elemente beobachtbar. Die Parameter der Modelle, deren Eisenhäufigkeiten in dieser Abbildung dargestellt sind, wurden so ausgewählt, daß sie in guter Näherung alle auf einem von Wood (1995) berechneten Abkühlweg liegen, den ein Weißer Zwerg mit einer Masse von $M = 0.6\,M_\odot$ durchläuft. Der Absinkeffekt wird dabei durch eine leicht zunehmende Oberflächenschwerebeschleunigung noch etwas verstärkt. Allgemein manifestiert sich in diesem log g-Bereich bei allen Elementen um $T_{\rm eff} = 40\,000$ K ein deutlicher Abbruch der Häufigkeiten. Aufgrund der damit verbundenen Abnahme der Opazität können kühle Objekte also im EUV durchaus blauer erscheinen als heißere.

5.3.2 Veränderungen mit der Oberflächenschwerebeschleunigung

Noch stärker als von der Effektivtemperatur sind die Elementhäufigkeiten in den Modellen von der Oberflächenschwerebeschleunigung abhängig. Eine Änderung von 50 % in der Effektivtemperatur bewirkt eine Häufigkeitsänderung um eine Größenordnung. Eine Änderung von log g um 10 % hat denselben Effekt: Bei $T_{\rm eff} = 66\,000$ K liegen die Häufigkeitswerte bei rund 10^{-4}, wenn log $g = 7.4$, und bei 10^{-5}, wenn log $g = 8.2$ ist. Noch bei sehr viel geringeren Effektivtemperaturen bleiben die daraus resultierenden Auswirkungen auf das EUV-Spektrum merklich. Abbildung 5.9 zeigt nochmals, wie der EUV-Fluß ansteigt, wenn in der Formalen Lösung die Eisenopazität auf Null gesetzt wird. Die Zunahme ist bei $T_{\rm eff} = 42\,000$ K lange nicht mehr so stark wie in Abbildung 2.4 auf Seite 18, aber dennoch deutlich. Bei einem um 0.3 höheren log g hingegen hat sich die Eisenhäufigkeit so verringert, daß eine Unterdrückung der Eisenopazität keine Änderung im Fluß mehr hervorrufen kann (Abbildung 5.10).

Analog zu der Argumentation oben bringt eine Erhöhung der Schwerebeschleunigung eine Abnahme der Opazität mit sich und das EUV-Spektrum wird härter, was unter Umständen als Hinweis auf eine größere Effektivtemperatur mißinterpretiert werden kann.

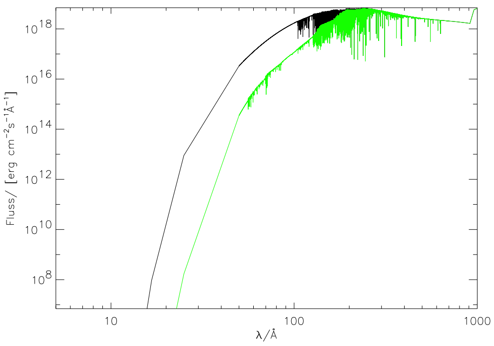

Abbildung 5.9: EUV-Modellspektren mit und ohne Eisen für $T_{\rm eff} = 42\,000$ K und log $g = 7.8$.

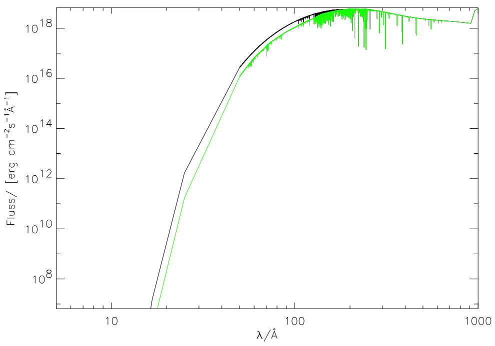

Abbildung 5.10: EUV-Modellspektren mit und ohne Eisen für $T_{\rm eff} = 42\,000$ K und log $g = 8.1$.

5.3.3 Veränderungen über die theoretische Windgrenze hinweg

Wie in Kapitel 2.5.2 erläutert, geben Unglaub & Bues (1998) als untere Grenze für Massenverlust $T_{\rm eff} = 65\,000$ K an. Die Diffusionsmodelle zeigen auffällig hohe radiative Beschleunigungen oberhalb einer Schwerebeschleunigung, die durch den Wert $\log g = 7.4$ definiert ist. Modelle mit diesen geringeren Oberflächenschwerebeschleunigungen stehen nur für Temperaturen zwischen $T_{\rm eff} > 58\,000$ K und $T_{\rm eff} < 66\,000$ K zur Verfügung. Die radiative Beschleunigung ist aber nur für Sauerstoff so hoch, daß ein Anstieg auf über 1 % Anteil an der Wasserstoffhäufigkeit überschritten werden würde, wenn in den Modellen hierfür nicht Grenzen gesetzt wären. Ein Einsetzen dieses Effekts für Sauerstoff zeigt Abbildung 5.1. Auch Chayer et al. (1995a) sagen für Sauerstoff allgemein hohe Werte voraus, die zum Beispiel Holberg et al. (1999) für RE J1032+532 nicht wiederfinden. In unseren chemisch geschichteten Atmosphärenmodellen tritt der Effekt erst bei so kleinen Säulenmassen ein, daß Auswirkungen auf das Spektrum ausgeschlossen werden können.

Generell wird durch die Ergebnisse also eine Nicht-Berücksichtigung eines eventuellen Massenverlustes in den Modellen im Nachhinein gerechtfertigt. Als weitere Abschätzung läßt sich damit vermuten, daß Massenverlust in diesem Parameterbereich wohl nicht allein durch Strahlungsbeschleunigung getrieben werden kann.

Teil III

Analyse der Programmsterne

Kapitel 6

Beobachtungen

Der Schwerpunkt liegt auf Beobachtungen im extrem-ultravioletten Spektralbereich. Die EUVE-Spektren für alle Programmsterne liegen in der von Dr. B. Wolff reduzierten Form vor.

Alle Beobachtungen im ultravioletten Spektralbereich wurden dem MAST-Archiv entnommen; dies beinhaltet hochaufgelöste IUE-, HST-GHRS- und HST-STIS-Spektren. Es werden die wichtigsten Daten zu den Satelliten und verwendeten Instrumenten, zusammen mit Informationen zu den einzelnen Beobachtungen, zusammengestellt.

Weitere Spektren stammen von Gastbeobachtungen an zwei verschiedenen bodengebundenen Standorten, dem Calar Alto Observatory (CA) und dem South African Astronomical Observatory (SAAO).

6.1 EUVE-Beobachtungen

Da das wichtigste Auswahlkriterium für die Programmsterne die Verfügbarkeit von Spektren im extrem-ultravioletten Spektralbereich war, liegt für jedes Objekt ein EUVE-Spektrum vor. Neben den Bezeichnungen der Programmsterne listet Tabelle 6.1 ihre Äquinoktium-2000-Koordinaten und V-Helligkeiten auf. In anderen Wellenlängenbereichen ist die Abdeckung zum Entstehungszeitpunkt dieser Arbeit nicht oder noch nicht vollständig. Eine Übersicht über die existierenden und zugänglichen Beobachtungsdaten in diesen anderen Wellenlängenbereichen gibt ebenfalls Tabelle 6.1, die jeweiligen Beschreibungen folgen in den nächsten Abschnitten.

Der Extreme Ultraviolet Explorer (EUVE) ist ein seit Juni 1992 im Orbit befindlicher Satellit der NASA und wird unter der Leitung des Center for Extreme Ultarviolet Astrophysics (CEA) der University of California in Berkeley betrieben. In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich spektroskopische Beobachtungen verwendet, die im Wellenlängenbereich von 760 Å bis hinunter zu 70 Å möglich sind und durch das Deep Survey/Spectrometer (DS/S) Teleskop (vom Wolter Typ II, Spiegelfläche 453 cm^2) gewonnen wurden. Die über Reflexionsgitter mit veränderlicher Gitterkonstante beleuchteten Detektoren der drei Spektrometer für den kurzwelligen (SW: 70–190 Å), den mittleren (MW: 140–380 Å) und den langwelligen (LW: 280–760 Å) Spektralbereich sind mit Filtern ausgestattete Vielkanal-Photomultiplier. Die Beobachtungen werden über das EUVE-Archiv seit Anfang 1998 vom Goddard Space Flight Center der NASA (vorher vom CEA) zur Verfügung gestellt. Wolff hat die vom CEA in Form von IRAF-Bildern aus der Standardreduktion des CEA vorliegenden Daten unter Verwendung des ebenfalls IRAF-basierten EUV-Programmpakets des CEA weiter reduziert. Im einzelnen hat Wolff dabei für jedes Spektrometer die Spektren extrahiert, hintergrundkorrigiert, wellenlängen- und flußkalibriert und schließlich zusammengefügt. Die Flußkalibration wurde an der Arbeit von Dupuis et al. (1995) orientiert durchgeführt.

Eine ausführlichere Beschreibung der gesamten Vorgehensweise wurde bereits von Wolff (1999) gegeben. Dort sind neben der genauen Auflösung (zwischen 0.3 und 2.5 Å) und den Filtern der Spektrometer vor allem auch die Beobachtungen einzeln mit Beobachtungsdatum und Belichtungszeiten aufgeführt. Dr. B. Wolff hat der Autorin die reduzierten Daten freundlicherweise für die Durchführung dieser Arbeit überlassen.

6.2 UV-Beobachtungen

Der Start des International Ultraviolet Explorers (IUE) hat der UV-Astronomie einen großen Auftrieb gegeben. Seine Nachfolge hat inzwischen das weitaus leistungsfähigere Hubble Space Telescope (HST) angetreten, dessen UV-Spektrographen nach dem Goddard High Resolution Spectograph (GHRS) nun mit dem Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) in der zweiten Generation sind. Das MAST Archiv (Multimission Archive at STSci)[1] beinhaltet die Datenbanken dieser und anderer Satellitenprojekte. Es wurde nach UV-Beobachtungen der Programmsterne durchsucht[2]. Die Objekte, für die UV-Beobachtungen entnommen werden konnten, sind in Tabelle 6.1 entsprechend gekennzeichnet.

[1] zugänglich über http://archive.stsci.edu/mast.html

[2] Some of the data presented in this work were obtained from the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute (MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. Support for MAST for non-HST data is provided by the NASA Office of Space Science via grant NAG5-7584 and by other grants and contracts.

Tabelle 6.1: Übersicht über die EUV-selektierten Programmsterne und weitere verwendete Beobachtungen im optischen und UV. Die Koordinaten sind Epoche-2000 Koordinaten, m_v bezeichnet die scheinbare visuelle Helligkeit. Zu den weiteren Abkürzungen siehe Text; mit @ gekennzeichnete Daten sind bis Anfang 2000 noch nicht freigegeben.

WD-Nr.	Name	α_{2000}	δ_{2000}	m_v	optisch	HST	IUE
0004+330	GD 2	00 07 32.10	+33 17 29.0	13.82	CA		IUE
0027−636	MCT 0027−6341	00 29 55.99	−63 24 33.2	15.0			
0131−164	GD 984	01 34 24.00	−16 07 00.0	13.8			
0232+035	Feige 24	02 35 07.60	+03 43 56.8	12.40	CA	STIS	IUE
0455−282	MCT 0455−2812	04 57 12.70	−28 08 10.0	14.0	SAAO		IUE
0501+527	G 191-B2B	05 05 30.61	+52 49 51.9	11.6	CA	STIS	
0621−376	RE J0623−37	06 23 12.20	−37 41 29.0	12.0	SAAO		IUE
0630−050	RE J0632−05	06 32 56.97	−05 05 32.0	15.5	CA, S.		
0715−703	RE J0715−70	07 15 12.72	−70 25 06.5	14.4	SAAO		
0838+035	RE J0841+03	08 41 03.40	+03 20 59.0	15.0	CA		
1029+537	RE J1032+53	10 32 08.80	+53 29 24.0	14.5	CA	STIS	
1056+516	LB 1919	10 59 14.70	+51 24 28.0	16.8			
1057+719	PG 1057+719	11 00 34.00	+71 38 08.0	14.95	CA	GHRS	
1123+189	PG 1123+189	11 26 23.80	+18 38 47.0	13.11	CA	@STIS	
1234+482	PG 1234+482	12 36 45.00	+47 55 24.0	14.38			IUE
1314+293	HZ 43 A	13 16 21.00	+29 06 11.0	12.66	CA	GHRS	IUE
1543−366	RE J1546−36	15 46 59.30	−36 46 33.0	15.7	SAAO		
1631+781	RE J1629+78	16 29 11.20	+78 04 41.0	13.0			IUE
2004−605	RE J2009−60	20 09 05.24	−60 25 41.6	13.4			IUE
2111+498	GD 394	21 12 43.60	+50 06 17.0	13.09		GHRS	IUE
2152−548	RE J2156−54	21 56 21.10	−54 38 02.0	14.3		@STIS	
2211−495	RE J2214−49	22 14 12.40	−49 19 02.0	11.7			IUE
2247+583	Lanning 23	22 49 53.00	+58 34 48.0	14.			
2309+105	GD 246	23 12 21.00	+10 47 00.0	13.11		STIS	IUE
2321−549	RE J2324−54	23 24 30.03	−54 41 01.6	15.0			
2331−475	MCT 2331−4731	23 34 01.28	−47 13 54.3	13.1			IUE

Tabelle 6.2: Auflistung der Objekte, für die IUE-Beobachtungen vorliegen. Die einzelnen Beobachtungen sind anhand ihrer SWP-Nummern (siehe Text) aufgeführt.

WD-Nr.	Name	IUE SWP-Nr.
0004+330	GD 2	sp27176
0232+035	Feige 24	sp16292, sp18216, sp20614, sp23474, sp42084, sp42089, sp42095, sp42105 sp42128, sp52127, sp52128, sp52156, sp52157
0455−282	MCT 0455−2812	sp46304, sp56213, sp56262, sp56267
0621−376	RE J0623−37	sp45950, sp47985, sp49037, sp49038, sp49039
1234+482	PG 1234+482	sp39161
1314+293	HZ 43 A	sp13689, sp49958, sp49963, sp50068
1631+781	RE J1629+78	sp42033, sp44010, sp49563
2004−605	RE J2009−60	sp49050
2111+498	GD 394	sp16891, sp22754, sp49756, sp49758
2211−495	RE J2214−49	sp44766, sp44767, sp47954, sp47955, sp47956, sp47996
2309+105	GD 246	sp17010, sp46544, sp46546, sp46560, sp46723
2331−475	MCT 2331−4731	sp44778, sp47877, sp47964, sp47974, sp47993, sp48186, sp48514, sp48522

6.2.1 IUE Satellit

Der International Ultraviolet Explorer (IUE) beobachtete von 1978 bis 1996. Dieser Satellit, der als erster spektroskopische UV-Beobachtungen in großer Zahl möglich machte, wurde als trilaterales Projekt von der NASA, der ESA und dem UK gebaut und betrieben von ESA's IUE Observatory in der Villafranca Satellite Tracking Station (VILSPA), Villanueva de la Canada, Madrid, Spanien und dem NASA IUE Observatory des Goddard Space Flight Centre (GSFC) in Greenbelt, Maryland. Die Spiegelöffnung betrug 0.45 m. Der gesamte überdeckte Wellenlängenbereich (1150–3200 Å) war in einen kurzwelligen (SWP) und einen langwelligen (LWP) Bereich unterteilt, in denen nieder- oder hochaufgelöste Spektren aufgenommen wurden konnten. Hier interessieren nur die hochaufgelösten SWP-Echelle-Spektren im Bereich von 1150 bis 1950 Å. Das hierfür verwendete Gitter hatte ein Auflösungsvermögen von $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 10000$, was in dem betrachteten Wellenlängenbereich rund 0.1 Å entspricht.

Die reduzierten Daten wurden dem IUE Final Archive[3] als Preview Daten[4] entnommen. Sie sind über ihre SWP-Nummer eindeutig identifiziert, unter der im Archiv auch alle weiteren Informationen zu der betreffenden Beobachtung und Extraktion abrufbar sind. Alle verwendeten Datensätze sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Bei allen Objekten, für die mehrere Aufnahmen vorliegen, wurden diese ihrem Signal-zu-Rausch-Verhältnis entsprechend gewichtet aufaddiert.

[3] http://archive.stsci.edu/iue/

[4] Neben den Preview Daten werden in Zukunft auch die Daten aus der finalen Reduktion im INES Archiv (http://ines.vilspa.esa.es) verfügbar sein.

Tabelle 6.3: Verwendete HST-Beobachtungen

WD-Nr.	Name	STIS Dataset Name	GHRS			
0232+035	Feige 24	o4g701010				
0501+527	G 191-B2B	(Dreizler & Wolff, 1999)				
1029+537	RE J1032+53	o4g103010				
1057+719	PG 1057+719		z35w0106t	z35w0109t	z35w010ct	z35w010dt
1314+293	HZ 43 A		z2r50104t	z2r50107t	z2r50109t	
2111+498	GD 394		z0ye0a08m	z0ye0a0am	z0ye0a0cm	
2309+105	GD 246	o4g102020				

6.2.2 Hubble Space Telescope: GHRS, STIS

Das Hubble Space Telescope (HST) mit einem Spiegeldurchmesser von 2.4 m befindet sich seit 1990 in einer Erdumlaufbahn. Seither liefern seine verschiedenen Instrumente Beobachtungen im nahen infraroten, optischen und ultravioletten Spektralbereich. Das HST-Archiv[5] macht diese Beobachtungen[6] allgemein zugänglich, sobald sie öffentlich sind.

Ein Instrument der ersten Generation war der Goddard High Resolution Spectograph (HST-GHRS). Hier werden Aufnahmen verwendet, die mit einem der beiden zusammen von 1150 bis 3200 Å empfindlichen 521-Kanal Digicon electronic light Detektoren gewonnen wurden. Mögliche Auflösungen sind dabei je nach Gitter $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ =2 000, 25 000 oder 80 000. GHRS überdeckt damit pro Aufnahme einen kleineren Wellenlängenbereich, weshalb oft mehrere Aufnahmen eines einzelnen Objekts mit verschiedenen Zentralwellenlängen vorliegen. Diese sind teils im GHRS FP-SPLIT Modus gewonnen worden, also nochmals in einzelne gleichlange Belichtungen unterteilt. Da von diesen nur die erste wellenlängenkalibriert ist, werden für die anderen Teilstücke erst über eine Autokorrelation die anzubringenden Verschiebungen errechnet, bevor eine gleichwertige Addition erfolgt[7].

Seit 1997 steht anstelle von GHRS der Space Telescope Imaging Spectrograph (HST-STIS) zur Verfügung, der eine Überdeckung größerer Wellenlängenbereiche erlaubt. Für die Aufnahme von UV-Spektren im Bereich von 1150 bis 1730 Å wird ein 1K×1K CsI (FUV-) Multi-Anode Microchannel Array (MAMA) verwendet, das über ein Echelle Gitter mit mittlerer oder hoher Auflösung ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ = 24 000 bis 100 000) beleuchtet wird. Die Archivdaten sind nicht alle vollständig auf die Blazefunktion korrigiert, ansonsten aber ohne weitere Bearbeitung verwendbar.

Sowohl die GHRS- als auch die STIS-Datensätze sind, ähnlich wie die IUE-Daten, über ihren Dataset Name im Archiv auffindbar, unter dem auch alle weiteren Informationen zu der Beobachtung abgefragt werden können. Unter diesen Dataset Namen stellt Tabelle 6.3 alle verwendeten HST-Beobachtungen zusammen.

[5] http://archive.stsci.edu/hst/

[6] Observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained from the data archive at the Space Telescope Science Institute. STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under NASA contract NAS 5-26555.

[7] IDL-Prozedur von S. Miksa und J.L. Deetjen, IAA Tübingen

6.3 Optische Beobachtungen

6.3.1 DSAZ Calar Alto

Am 3.5 m Teleskop des Deutsch-Spanischen Astronomie-Zentrums (DSAZ) auf dem Calar Alto wurden eigene Beobachtungen[8] durchgeführt, um von möglichst vielen Programmsternen optische Spektren mittlerer Auflösung, aber hoher Qualität zu gewinnen. Hierfür wurde der Cassegrain Spektrograph (TWIN) verwendet. Mit einer Wahl des Beamsplitters für 5500 Å und einem Gitterwinkel von 8°17'20" (11°6'0") für das T08 (T04) Gitters im blauen (roten) Strahlengang wurde so eine Überdeckung des Wellenlängenbereichs von 3400 bis 5550 Å (5400 bis 7570 Å) erreicht, der mit einem CCD Chip aufgenommen wurde. Damit sind alle Balmerlinien von Hα (6563 Å) bis zur Balmerkante (3646 Å) überdeckt. Die resultierende Auflösung beträgt 3.5 Å. Die Spektren wurden mit dem SPEX-Paket[9] reduziert (Extraktion, Cosmic-Filterung, Wellenlängenkalibration, Flußkalibration), Einzelaufnahmen dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis entsprechend aufaddiert und die beiden Teile aus dem blauen und dem roten Arm des Spektrographen zusammengefügt.

6.3.2 SAAO Sutherland

Das South African Astronomical Observatory (SAAO) betreibt in seiner Außenstelle Sutherland unter anderem das 1.9 m Radcliffe Teleskop. An dessen Gitterspektrograph mit CCD-Detektor wurden von Dr. S. Dreizler über das Gitter Nr. 7 weitere Spektren[10] aufgenommen, die eine Auflösung von 6 Å haben. Der überdeckte Wellenlängenbereich reicht von 3600 bis 7250 Å, so daß auch hier die gesamte Balmerserie enthalten ist. Die Datenreduktion wurde auf die gleiche Art und Weise wie für die am DSAZ gewonnenen Spektren durchgeführt. Dr. S. Dreizler hat die reduzierten Daten freundlicherweise für diese Arbeit zur Verfügung gestellt.

[8] Visiting Astronomer, German-Spanish Astronomical Centre, Calar Alto, operated by the Max-Planck-Instiute for Astronomy, Heidelberg, jointly with the Spanish National Commission for Astronomy.

[9] IDL-Software von S. Dreizler und S. Schuh, IAA Tübingen

[10] This paper uses observations made at the South African Astronomical Observatory (SAAO).

Tabelle 6.4: Verwendete optische Beobachtungen. Das Datum bezeichnet die Nachthälfte mitteleuropäischer Zeit, in der die meiste Zeit der Beobachtung lag. Aufgrund des Wetters waren die Belichtungszeiten im Januar oft besonders hoch, ein Doppelpunkt bezeichnet Daten mit fragwürdiger Qualität.

WD-Nr.	Name	Teleskop	Instrument	Datum	Belichtungszeit/s
0004+330	GD 2	CA 3.5 m	TWIN	27.01.00	1800
0027−636	MCT 0027−6341				
0131−164	GD 984				
0232+035	Feige 24	CA 3.5 m	TWIN	27.01.00	4 × 900
0455−282	MCT 0455−2812	SAAO 1.9 m	CCD Spectrograph	30.03.00	2000:
0501+527	G 191-B2B	CA 3.5 m	TWIN	27.01.00	2 × 300
				28.01.00	2 × 300
0621−376	RE J0623−37	SAAO 1.9 m	CCD Spectrograph	31.03.00	1200
0630−050	RE J0632−05	CA 3.5 m	TWIN	28.01.00	2 × 3600
		SAAO 1.9 m	CCD Spectrograph	01.04.00	2400
0715−703	RE J0715−70	SAAO 1.9 m	CCD Spectrograph	01.04.00	3000
0838+035	RE J0841+03	CA 3.5 m	TWIN	28.01.00	4800:
1029+537	RE J1032+53	CA 3.5 m	TWIN	27.01.00	3 × 1800
1056+516	LB 1919				
1057+719	PG 1057+719	CA 3.5 m	TWIN	27.01.00	3 × 2700
1123+189	PG 1123+189	CA 3.5 m	TWIN	29.01.00	1200
1234+482	PG 1234+482				
1314+293	HZ 43 A	CA 3.5 m	TWIN	28.01.00	2 × 600
1543−366	RE J1546−36	SAAO 1.9 m	CCD Spectrograph	31.03.00	1200:
		SAAO 1.9 m	CCD Spectrograph	02.04.00	1800:
1631+781	RE J1629+78				
2004−605	RE J2009−60				
2111+498	GD 394				
2152−548	RE J2156−54				
2211−495	RE J2214−49				
2247+583	Lanning 23				
2309+105	GD 246				
2321−549	RE J2324−54				
2331−475	MCT 2331−4731				

Kapitel 7

Vergleich von Modellen und Beobachtung

Die aus Diffusionsmodellen berechneten Spektren werden hier Beobachtungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen gegenübergestellt. Mit den von Wolff et al. (1998) gefundenen Werten für Effektivtemperatur und Oberflächenschwerebeschleunigung läßt sich das beobachtete EUV-Spektrum nur für einen kleinen Teil der Objekte reproduzieren. Mit abgeänderten Parameterkombinationen kann man für den überwiegenden Anteil der Programmsterne jedoch eine gute Anpassung erzielen. Dabei verändern sich teilweise auch die für das interstellare Helium abgeleiteten Säulenmassen.

Anhand der UV-Spektren ist keine Tendenz feststellbar, ob eher die Modelle bei den alten oder bei den neuen stellaren Parametern zu einer besseren Übereinstimmung führen. Auch innerhalb einer Parameterkombination ergeben die Modelle teils zu große, teils zu kleine Häufigkeiten. Ebenso gibt es aber Beispiele, bei denen die vorhergesagten Häufigkeiten der Modelle außerordentlich gut zu den Beobachtungen passen.

Die optischen Spektren – soweit vorhanden – lassen sich in etwa der Hälfte der Fälle mit den von Wolff et al. (1998) im EUV abgeleiteten Parametern besser anpassen. Bei den anderen Objekten ist eine Entscheidung oft deshalb schwierig, weil man dort ein sogenanntes Balmerlinienproblem beobachtet – oder aber weil die Parameteränderung, die im EUV eine große Rolle spielt, in den optischen Spektren nur sehr kleine Veränderungen hervorruft.

7.1 Berechnung der Spektren

Aus den Atmosphärenmodellen wurden für mehrere Frequenbereiche einzeln die emergenten Flüsse mit hoher Auflösung berechnet. Für EUV-Modellspektren wurde ein 31 359 Punkte umfassendes Frequenzgitter verwendet, das den Bereich zwischen 50 und 700 Å detailliert beschreibt. Ebenso wurden 31 437 Frequenzpunkte gesetzt, um theoretische UV-Spektren zwischen 1150 und 1800 Å zu berechnen. Für den optischen Spektralbereich zwischen 2000 und 7000 Å umfaßt das Frequenzgitter 5 047 Punkte. Bei der Berechnung der letzteren wurden in der Formalen Lösung nur die Übergänge von Wasserstoff und Helium berücksichtigt. Die Stark-Verbreiterung der Balmerlinien wurde dabei anhand von Tabellen von Lemke (1997) angebracht, die auf der Verbreiterungstheorie von Vidal et al. (1973) beruhen. Dieselben Verbreiterungstabellen finden auch für die im UV-Bereich liegenden Lyman-Linien Verwendung. Die Verbreiterung der He I-Linien für die Spektren stammt aus Barnard et al. (1969) und Griem (1974), die der He II-Linien aus Schöning & Butler (1989a,b). Andere Linienverbreiterungen werden (auch schon in der Atmosphärenberechnung, wo auch Helium so behandelt wird) werden nach einer Näherungsformel berechnet.

Für den direkten Vergleich mit Beobachtungen werden die Modellspektren mit einem Gaussprofil mit der jeweiligen Instrumentenauflösung a als FWHM geglättet. Wird eine Beobachtung zusätzlich mit g geglättet, so fließt dies über $\sqrt{g^2+a^2}$ in die Glättung für die Modellspektren mit ein.

7.2 Analyse der EUV-Spektren

In einem ersten Schritt wurden Diffusionsmodelle mit den von Wolff et al. (1998) abgeleiteten stellaren Parametern Effektivtemperatur und Oberflächenschwerebeschleunigung mit den ebenfalls von Wolff angegebenen interstellaren Wasserstoff-, Helium I- und Helium II-Säulenmassen versehen und gegen die EUV-Beobachtungen verglichen. Im zweiten Schritt wurden bei weiterhin festgehaltenen Sternparametern ("alte" Parameter) die verwendeten ISM-Parameter angepaßt. Zuletzt sind auch die stellaren Parameter neu bestimmt und die zugehörigen Werte der interstellaren Säulenmassen festgelegt worden ("neue" Parameter).

7.2.1 Alte Parameter

Beim Vergleich der EUV-Beobachtungen mit Modellspektren bei festgehaltenen stellaren und ISM-Parametern ergaben sich praktisch nur für die Objekte der G 191-B2B-Gruppe (mit Ausnahme von MCT 2331−4731) auf Anhieb zufriedenstellende Ergebnisse. Bei allen anderen Objekten, die aufgrund ihres im Vergleich geringeren Metallgehalts auch kurzwellig von 200 Å noch Fluß zeigen, gestaltet sich die Anpassung schwieriger, da dieser Bereich noch empfindlicher auf die Anwesenheit von Absorbern reagiert als längerwellige Anteile des EUV-Spektrums. Zudem sind die meisten Objekte, die nicht in die G 191-B2B-Gruppe eingeordnet wurden, kühler, und haben damit geringere absolute Gesamtflüsse. Nur der helle Standardstern HZ 43 A erreicht aufgrund seiner geringen Entfernung ähnlich hohe Photonenflüsse auf dem Detektor wie die Mitglieder der G 191-B2B-Gruppe. MCT 2331−4731 bildet auch hier wieder die Ausnahme, da seine Helligkeit eine Grössenordung unter der der anderen Gruppenmitglieder liegt.

Bei geringeren Flüssen führt auch die Absorption durch das interstellare Medium schneller dazu, daß die Zählraten in weiten Bereichen unterhalb des Rauschens liegen. Dann beobachtet man überhaupt nur kurzwellig von ungefähr 200 Å, weit jenseits des stellaren Flußmaximums, einen nichtverschwindenden Fluß vom Objekt. Was sich dort dann als Abweichung des Modellflusses von der Beobachtung darstellt, ist absolut gesehen nur ein kleiner Effekt, der, wäre das Objekt gleichzeitig

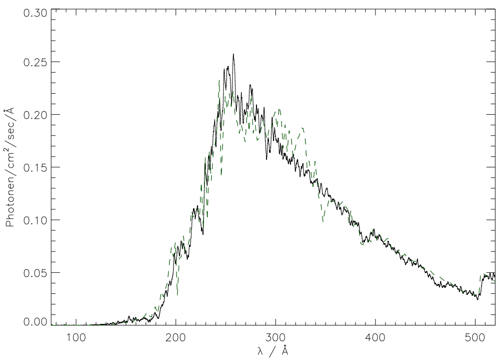

Abbildung 7.1: EUV-Spektrum von MCT 0455−2812 im Vergleich mit einem Modell bei $T_{\rm eff} = 66\,000$ K, $\log g = 7.8$ und mit $N_H = 1.3 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^2$, HeI/H=0.063, HeII/H=0.3.

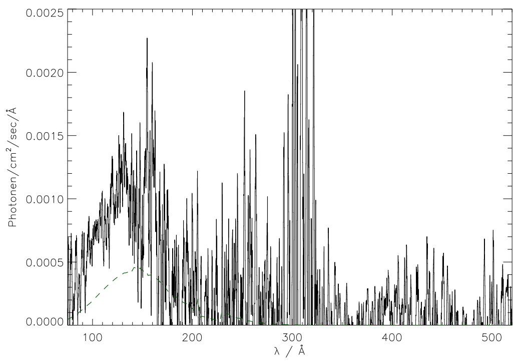

Abbildung 7.2: EUV-Spektrum von REJ 0841+03 im Vergleich mit einem Modell bei $T_{\rm eff} = 38\,000$ K, $\log g = 7.9$ und mit $N_H = 16.0 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^2$, HeI/H=0.068, HeII/H=0.052.

auch bei seinem Flußmaximum sichtbar, im Vergleich kaum auffallen würde. In Abbildungen 7.1 und 7.2 zeigt sich der Unterschied nochmals an den Werten, die die aufgetragenen Photonenflüsse annehmen. Dieses Argument wird aber im folgenden nicht mehr aufgegriffen. Stattdessen wird überall auf eine Optimierung der Anpassung hingearbeitet, bei der sich herausstellt, daß sich auch in der G 191-B2B-Gruppe gerade in Bezug auf den Bereich der rapiden Abnahme des Flusses um 200 Å noch verbesserte Lösungen finden lassen. Zunächst wurden nur die Werte für das interstellare Medium neu festgelegt, wobei immer darauf geachtet wurde, daß die Abweichungen zu den von Wolff et al. (1998) bestimmten Werten möglichst gering bleiben und vor allem der Wert für den Wasserstoff unverändert bleiben sollte, da hier ja auch Grenzen aus Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen existieren. Durch diese Neuanpassung hat sich sich in vielen Fällen der Gesamteindruck zunächst verschlechtert anstatt verbessert, wie der Vergleich von Abbildung 7.3 mit 7.4 zeigt: Mit den

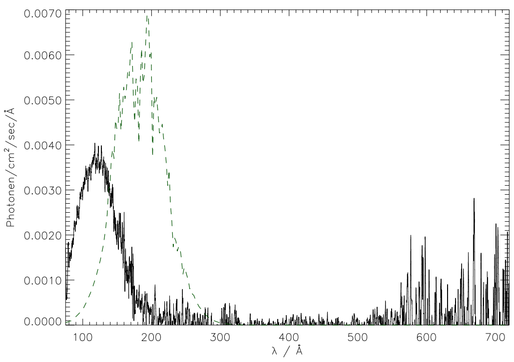

Abbildung 7.3: EUV-Spektrum von RE J1629+78 im Vergleich mit einem Modell bei $T_{\rm eff} = 44\,000$ K, $\log g = 7.8$ und mit $N_H = 27.9 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^2$, HeI/H=0.0, HeII/H=0.0.

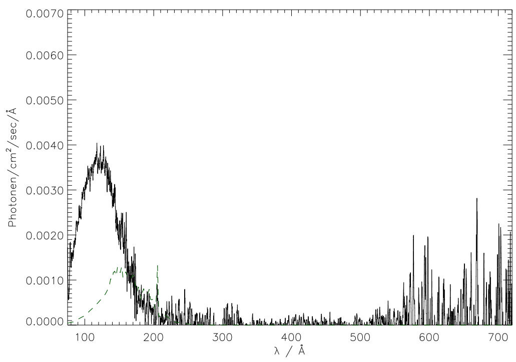

Abbildung 7.4: EUV-Spektrum von RE J1629+78 im Vergleich mit einem Modell bei $T_{\rm eff} = 44\,000$ K, $\log g = 7.8$ und mit $N_H = 27.9 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^2$, HeI/H=0.068, HeII/H=0.0.

ISM-Parametern von Wolff zeigt das Diffusionsmodell einen verschobenen Flußverlauf gegenüber der Beobachtung, nach Anbringen der neuen ISM-Werte erscheint der Gesamtfluß viel zu gering. Damit wird nun aber deutlich, worin das Problem liegt. Die Modelle zeigen bei der gewählten Kombination der Sternparameter eine meist zu große Opazität kurzwellig von 180 Å, die von Eisen herrührt. Abhilfe sollte also eine andere Einstellung der Eisenhäufigkeit schaffen, die sich in den Modellen durch eine Erhöhung der Schwerebeschleunigung erreichen läßt. Seltener tritt der Fall ein, daß die Modelle zu viel Fluß zeigen und eine Erniedrigung der Schwerebeschleunigung nötig wird.

7.2.2 Neue Parameter

Der zu geringe Fluß der Modelle im kurzwelligen EUV-Spektralbereich bei den alten Parametern läßt sich durch eine Temperaturerhöhung nicht genügend anheben. Einerseits erscheint die hierfür notwendige drastische Temperaturänderung unrealistisch, andererseits bewirken höhere Temperaturen aber auch eine Erhöhung des Absorberanteils in der Atmosphäre, so daß der anzuhebende Fluß gleichzeitig wieder vermehrt absorbiert wird. Mit einer geringen Erhöhung der Oberflächenschwerebeschleunigung hingegen läßt sich die Situation schnell verbessern. Das Beispiel von PG 1057+719 zeigt, daß bereits eine Änderung in log g von 0.1 die gewünschte Verbesserung in der Anpassung liefert, wie Abbildungen 7.5 und 7.6 demonstrieren. Ähnlich wurden auch für die anderen Objekte neue Parameter bestimmt. Wie erwähnt ließen sich dabei auch für Objekte aus der G 191-B2B-Gruppe

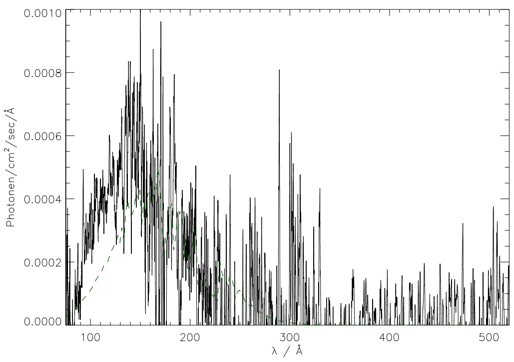

Abbildung 7.5: EUV-Spektrum von PG 1057+719 im Vergleich mit einem Modell bei $T_{\rm eff} = 42\,000$ K, log $g = 7.9$ und mit $N_H = 11.9 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^2$, HeI/H=0.12, HeII/H=0.1.

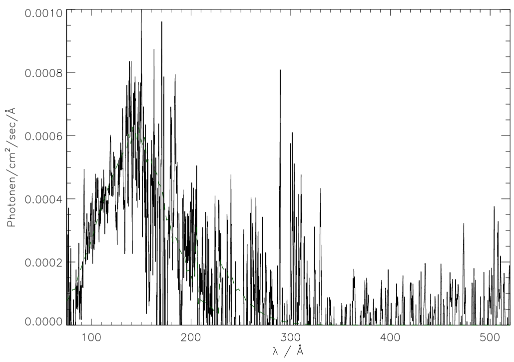

Abbildung 7.6: EUV-Spektrum von PG 1057+719 im Vergleich mit einem Modell bei $T_{\rm eff} = 42\,000$ K, log $g = 8.0$ und mit $N_H = 11.9 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^2$, HeI/H=0.12, HeII/H=0.1.

noch Verbesserungen erzielen, wie zum Beispiel für RE J0623−37 in Abbildungen 7.7 und 7.8 gezeigt wird. Es standen jedoch teilweise nicht genügend Modelle zur Verfügung, um für jedes Objekt zu einem optimalen Ergebnis zu kommen. Dann wurde entweder die am nächsten liegende Parameterkombination verwendet, oder es wurden die alten Werte beibehalten. Die Anpassung wurde mit den vorhandenen Modellen von Hand vorgenommen. Daß dabei eine Entscheidung mit einer Genauigkeit von 0.05 möglich ist, ist nachvollziehbar, wenn man Modelle mit $T_{\rm eff} = 42\,000$ K und log $g = 8.1$ beziehungsweise log $g = 8.2$ mit der Beobachtung von RE J1629+78 vergleicht (siehe Abbildungen 7.9 und 7.10), bei denen das am besten passende log g offensichtlich in der Mitte liegt. Allgemein wird damit eine Entscheidung für ein bestimmtes Modell möglich. Auch die Parameter für das interstellare Medium werden von Hand angepaßt. Da die Bedingung, daß die Wasserstoff-Säulenmasse nicht verändert werden sollte, nur in wenigen Fällen nicht eingehalten werden kann, und da die stellaren Häufigkeiten keine freien Parameter mehr sind, ist die Einstellung der Helium-Säulenmassen relativ einfach, besonders wenn neben der He II-Kante auch die He I-Kante sichtbar ist. Die neuen stellaren Parameter sind in Tabelle 7.1 aufgelistet, die zum direkten Vergleich auch die alten Parameter noch einmal mit beinhaltet. Die emergenten Flüsse der Diffusionsmodelle werden im Anhang B ab Seite 113 im Vergleich mit den Beobachtungen gezeigt.

Objekte, bei denen sich eine Anpassung immer noch schwierig gestaltet, gehören vorwiegend der GD 394- oder der GD 246-Gruppe an. Der Stern LB 1919 bildet darunter nochmals eine Ausnahme, da dieses Objekt vermutlich eine nicht vernachlässigbare Rotation aufweist. Dies erschwert einerseits eine Parameterbestimmung anhand der Balmerlinien und kann andererseits dazu führen, daß der Gleichgewichtsansatz allein nicht mehr in der Lage ist, die in diesem Stern vorhandene Häufigkeitsschichtung korrekt zu beschreiben.

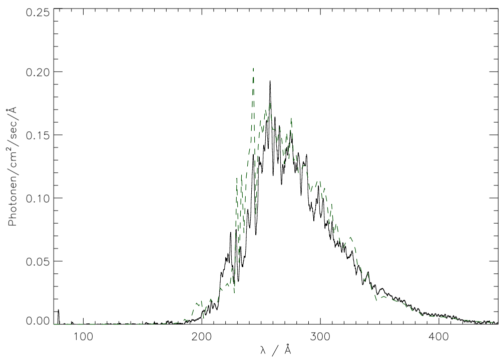

Abbildung 7.7: EUV-Spektrum von RE J0623−37 im Vergleich mit einem Modell bei $T_{\mathrm{eff}} = 58\,000$ K, $\log g = 7.3$ und mit $N_H = 5.0 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^2$, HeI/H=0.09, HeII/H=0.15.

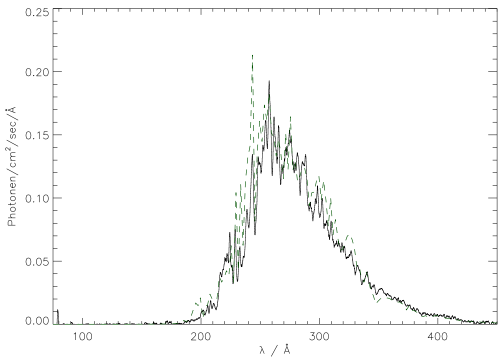

Abbildung 7.8: EUV-Spektrum von RE J0623−37 im Vergleich mit einem Modell bei $T_{\mathrm{eff}} = 61\,000$ K, $\log g = 7.2$ und mit $N_H = 5.0 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^2$, HeI/H=0.09, HeII/H=0.15.

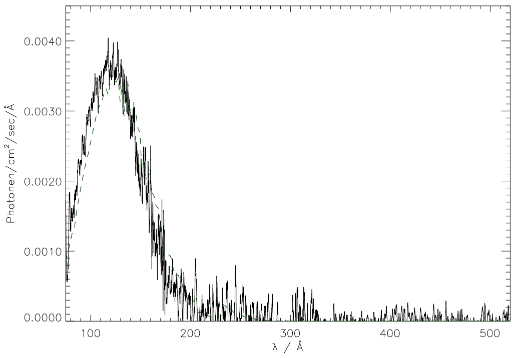

Abbildung 7.9: EUV-Spektrum von RE J1629+78 im Vergleich mit einem Modell bei $T_{\mathrm{eff}} = 42\,000$ K, $\log g = 8.1$ und mit $N_H = 27.9 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^2$, HeI/H=0.068, HeII/H=0.4.

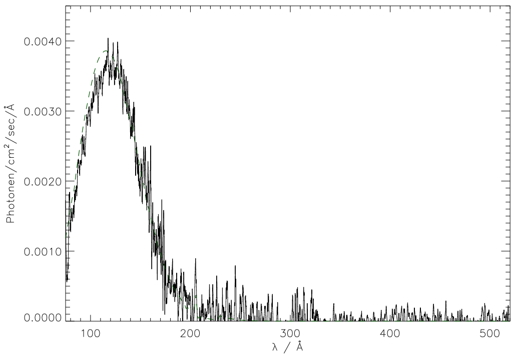

Abbildung 7.10: EUV-Spektrum von RE J1629+78 im Vergleich mit einem Modell bei $T_{\mathrm{eff}} = 42\,000$ K, $\log g = 8.2$ und mit $N_H = 27.9 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^2$, HeI/H=0.068, HeII/H=0.4.

Tabelle 7.1: Ergebnisse der Analyse der EUVE-Spektren, Erläuterungen siehe Text. Den Ergebnissen von Wolff aus Tab. 2.1 (jeweils obere Zeile) sind gegenübergestellt die Ergebnisse mit Diffusionsmodellen (untere Zeile). Mit $T_{\rm eff}$/K und log g ändern sich auch die ISM-Säulendichten. Der Metallizität ist gegenübergestellt der diffusionstheoretische Metallindex.

WD-Nr.	Name	EUV:	log g	$T_{\rm eff}$/K	m / mi	N_H/ $10^{18}\mathrm{cm}^{-2}$	HeI/HI	HeII/HI
0621−376	RE J0623−37		7.27	58000	2.0	5.0	0.07	≤ 0.1
			7.2	61000	3.49	5.0	0.09	0.15
2211−495	RE J2214−49		7.38	66000	4.0	5.8		≤ 0.05
			7.4	66000	3.02	5.8	0.07	0.15
0455−282	MCT 0455−2812		7.77	66000	1.0	1.3	0.063	≤ 0.15
			7.8	66000	1.20	1.3	0.063	0.3
0501+527	G 191-B2B		7.59	56000	0.99	2.05	0.071	≤ 0.2
			7.6	56000	0.99	2.05	0.1	0.3
2331−475	MCT 2331−4731		8.07	56000	1.0	8.5	≤ 0.07	0.05–0.1
			7.6	56000	0.99	8.5	0.08	0.1
0232+035	Feige 24		7.17	58000	1.0	2.72	0.056	≤ 0.2
			7.7	56000	0.78	2.79	0.056	0.3
1056+516	LB 1919		8.00	69000	0.1	16.0		
			8.20	70000	0.61	16.0	0.04	0.05
1123+189	PG 1123+189		7.63	54000	0.4	11.9	0.093	0.028
			7.9	54000	0.43	11.9	0.15	0.05
0027−636	MCT 0027−6341		7.96	64000	0.2	21.5		
			8.20	64000	0.42	27.5	0.04	0.05
1234+482	PG 1234+482		7.67	56000	0.2	11.7	0.081	0.036
			8.1	56000	0.31	11.7	0.09	0.05
2309+105	GD 246		7.81	59000	0.25	18.0	0.054	0.026
			8.2	56000	0.25	18.0	0.5	0.3
0131−164	GD 984		7.67	50000	0.2	22.0	0.075	0.03
			8.1	50000	0.20	22.0	0.075	0.04
2247+583	Lanning 23		7.84	59000	0.25	78.0		
			8.3	56000	0.20	40.0	0.1	0.2
0004+330	GD 2		7.63	49000	≤ 0.1	82.4		
			8.25	50000	0.14	82.4	0.068	0.01
2111+498	GD 394		7.94	39600	0.25	6.5	0.07	0.07
			7.9	40000	0.13	6.5	0.07	0.15
1314+293	HZ 43A		7.99	50800	0.0	0.9	0.064	0.040
			8.3	50000	0.13	1.1	0.068	0.052
1543−366	RE J1546−36		8.88	45200	0.0	50.4		
			8.3	50000	0.13	50.4	0.0	0.15

Tabelle 7.1 (Fortsetzung)

WD-Nr.	Name	EUV:	log g	T_{eff}/K	m / mi	N_H/ $10^{18}\,\mathrm{cm}^{-2}$	HeI/HI	HeII/HI
1057+719	PG 1057+719		7.90	41500	0.1	20.7		
			8.0	42000	0.12	11.9	0.12	0.1
0630−050	RE J0632−05		8.39	44100	0.0	30.1		
			8.2	44000	0.09	30.1	0.01	0.055
1631+781	RE J1629+78		7.6	42500	0.0	27.9		
			8.15	42000	0.09	27.9	0.068	0.04
0838+035	RE J0841+03		7.78	38400	0.0	16.0		
			8.1	40000	0.08	16.0	0.04	0.052
2321−549	RE J2324−54		7.94	41000	0.0	4.7	0.167	0.10
			8.2	42000	0.08	4.7	0.2	0.15
2004−605	RE J2009−60		8.16	41900	0.0	12.4	0.091	0.050
			8.2	42000	0.08	17.5	0.07	0.01
1029+537	RE J1032+53		7.77	47000	≤ 0.05	7.5	0.055	0.045
			8.3	44000	0.08	7.5	0.08	0.05
2152−548	RE J2156−54		7.91	44000	0.0	7.0	0.065	0.059
			8.3	44000	0.08	7.0	0.045	0.05
0715−703	RE J0715−70		8.05	44000	0.0	21.9		
			8.3	44000	0.08	21.9	0.02	0.06

7.2.3 Diskussion

Da auch die verbesserten Parameter sicherlich noch kein endgültiges Ergebnis darstellen, wurde darauf verzichtet, für diese stellaren Parameter die davon abhängigen interstellaren Parameter genauer als für eine zufriedenstellende Anpassung der Modellspektren an die Beobachtung nötig zu bestimmen. Damit stellen diese Angaben in Tabelle 7.1 weder unbedingt die optimalen Werte dar, noch ist eine Fehlerangabe dazu möglich. Aus den neuen stellaren Parametern lassen sich hingegen interessante Schlußfolgerungen ziehen.

So fällt auf, daß die ebenfalls in Tabelle 7.1 aufgelisteten Metallindizes mi erstaunlich gut mit den jeweils direkt darüber angeführten Metallizitäten m übereinstimmen. Zunächst waren diese beiden Größen einfach aneinander angepaßt worden, indem bei der Parameterkombination von G 191-B2B, für den Wolff et al. (1998) $m = 1$ eingeführt hat, der Metallindex so gewählt wurde, daß auch $mi = 1$ wurde. Bei dieser Wahl gibt es keine Zweideutigkeiten, da die Parameter von G 191-B2B auch bei der neuen Analyse nicht verändert werden mußten. Noch wichtiger ist nun aber die Feststellung, daß der Metallindex die diffusionstheoretischen Ergebnisse so gut beschreibt, daß selbst entfernt vom Normierungspunkt die Skalierung vergleichbar bleibt. Das den neu bestimmten Parametern zugeordnete Maß für die Metallhäufigkeit eines Objekts und die von Wolff abgeleitete Metallizität stimmen nun generell besser überein als zuvor. Trägt man die Metallizitäten einmal mit den alten, dann mit den neuen Parametern in ein T_{eff}-log g-Diagramm ein (Abbildungen 7.11 und 7.12), so wird dies nochmals deutlich. Im zweiten Fall folgt die Anordnung der Metallizitäten den ebenfalls dargestellten Linien konstanter Metallindizes besser. Gleichzeitig stellt sich dabei die von Wolff eingeführte Metallizität einfach als eine Einteilung in verschiedene Wertebereiche von mi dar.

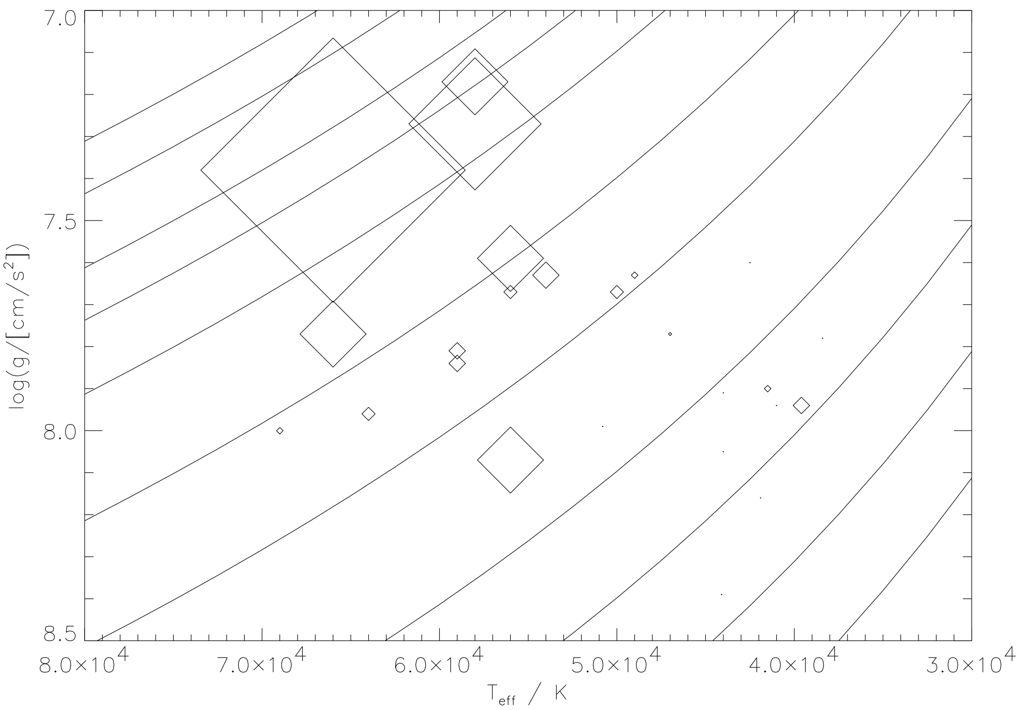

Abbildung 7.11: Die Programmsterne bei ihren alten Parametern mit Metallizitäten von Wolff et al. (1998) im T_{eff}-log g-Diagramm. Die Symbolgröße repräsentiert den Wert der Metallizität. Zusätzlich eingetragen sind Linien bei konstantem Metallindex $mi = 4 \cdot 10^{-12} \cdot {T_{\text{eff}}}^4/g\ /[\text{K}^4\text{s}^2/\text{cm}]$.

Der Stern PG 1057+719 kann dabei nun ganz zwanglos (und ohne eine große Änderung in den Parametern) der HZ 43 A-Gruppe zugeordnet werden. GD 394 hingegen wird bei seinen alten Parametern gezeigt, da ein vermutlich besser passendes Modell mit niedrigerer Schwerebeschleunigung nicht zur Verfügung steht. Sonst würde der höhere Metallindex dieses Objekt mit den anderen Mitgliedern seiner Gruppe verbinden, die, ebenso wie die GD 246-Gruppe, zwischen $0.2 < mi < 0.7$ liegt. Wie erwähnt ergeben sich in diesen beiden Gruppen jedoch generell Anpassungsschwierigkeiten. Der Übergangsbereich zwischen sehr metallreichen und metallarmen Objekten, in dem diese Sterne liegen, stellt also eine besondere Herausforderung dar.

Besonders zu erwähnen ist auch RE J1546−36, dessen EUV-Spektrum sich mit einer deutlich geringeren Schwerebeschleunigung als von Finley et al. (1997) angegeben besser reproduzieren läßt. Dies reduziert die nach Wood (1995) abgeleitete Gesamtmasse des Objekts von dem ungewöhnlich hohen Wert von knapp 1.2 auf etwas über 0.8 $M_\odot$. Ähnliches, wenn auch in sehr viel geringerem Maße, gilt für RE J0632−05.

Insgesamt liegen die größten Parameterverschiebungen bei $\Delta\log\, g = 0.6$, womit sich trotz des offensichtlichen Erfolges der neuen Parameter für die Erklärung der EUV-Spektren die Frage stellt, ob sie auch dann haltbar bleiben, wenn Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen mit herangezogen werden. Dabei stellen UV-Spektren besonders für die von den Modellen vorhergesagten Häufigkeiten eine Möglichkeit zur Kontrolle dar, während optische Spektren zur Überprüfung von Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung geeignet sind.

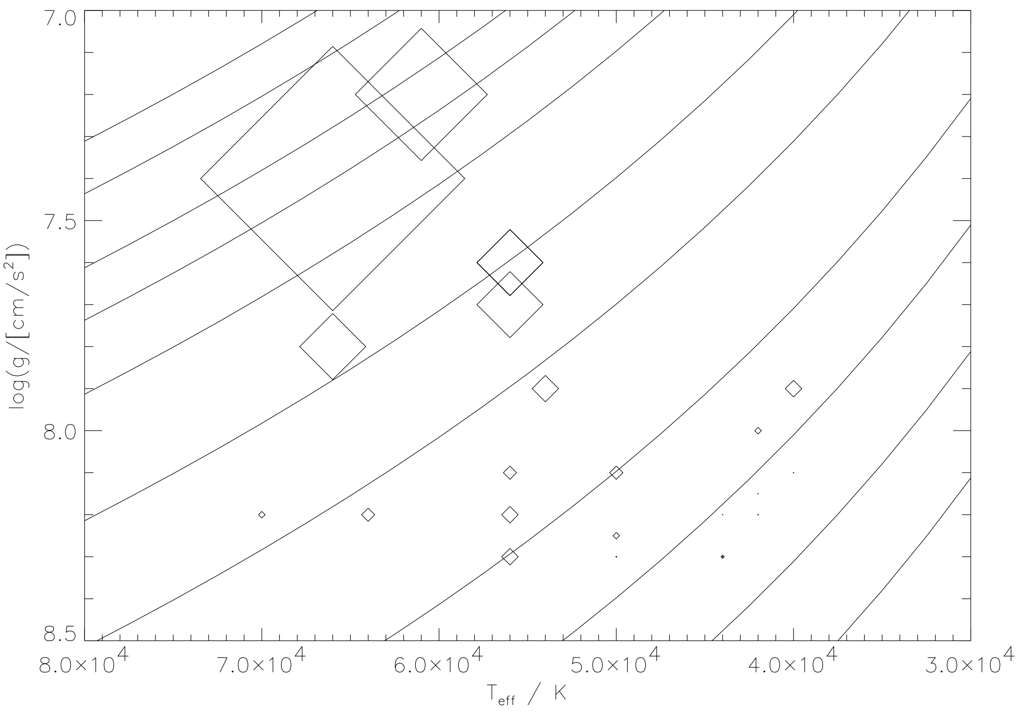

Abbildung 7.12: Die Programmsterne bei ihren neuen Parametern mit Metallizitäten von Wolff et al. (1998) im T_{eff}-log g-Diagramm. Die Symbolgröße repräsentiert den Wert der Metallizität. Zusätzlich eingetragen sind Linien bei konstantem Metallindex $mi = 4 \cdot 10^{-12} \cdot T_{\text{eff}}{}^4/g \ /[\text{K}^4\text{s}^2/\text{cm}]$: Sterne gleicher Metallizität befinden sich in gleichen Wertebereichen des Metallindexes.

7.3 Analyse der UV-Spektren

Als UV-Beobachtungen stehen IUE-, GHRS- und STIS-Spektren zur Verfügung, insbesondere die beiden letzten jedoch bei weitem nicht für alle Objekte (vergleiche auch Tabelle 6.1). Für jeden Vergleich werden immer zuerst die qualitativ am hochwertigsten STIS-Beobachtungen herangezogen, wenn nicht vorhanden GHRS-Spektren und schließlich, wenn dies die Überdeckung des Wellenlängenbereichs erweitert oder für ein Objekt keine anderen Beobachtungen vorliegen, IUE-Spektren. Die verwendeten Daten sind in Anhang B ab Seite 113 dargestellt. Dagegen wurden Modelle sowohl mit den alten als auch mit den neuen Parametern verglichen. Alle Beobachtungen und Modelle wurden wie im Anhang beschrieben einheitlich geglättet. An einigen Modellspektren wurden Radialgeschwindigkeitsverschiebungen angebracht, damit in der Darstellung die Linien in Modell und Beobachtung bei den selben Wellenlängen erscheinen.

Auswertungen des Vergleichs der emergenten UV-Flüsse bei den alten sowie bei den neu abgeleiteten Sternparametern mit den Beobachtungen sind in den Tabellen 7.2 und 7.3 gegeben. Die verwendeten Symbole bezeichnen dabei, ob die vorhergesagte Linienstärke zu klein, gleich oder zu groß ist, oder ob Modell und Beobachtung innerhalb des Rauschens übereinstimmen. In einigen Fällen könnten die festgestellten Abweichungen davon herrühren, daß bei Resonanzlinien in der Beobachtung auch noch ein interstellarer Anteil mit enthalten ist. Neben zu geringen Siliziumhäufigkeiten in den Modellen ist dies eine mögliche alternative Erklärung. Ansonsten sind die vorhergesagten Häufigkeiten tendentiell bei allen Parametern eher etwas zu groß, besonders bei PG 1057+719, was wiederum für die Einordnung dieses Objekts in die metallarme HZ 43 A-Gruppe spricht. HZ 43 A selbst zeigt ebenfalls eine im Modell sichtbare schwache Silizium-Linie nicht, in Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der EUV-Analyse, daß ein Modell mit einer noch etwas höheren Schwerebeschleunigung und damit geringeren Metallizität (das aber nicht zur Verfügung steht) zu einer besseren Anpassung führen würde. Die für GD 394 bekannte Überhäufigkeit von Silizium läßt sich bei den gezeigten Parametern auch mit den Diffusionsmodellen nicht erklären. Die bereits im vorhergehenden Kapitel vorgeschlagene Erniedrigung der Schwerebeschleunigung könnte über eine Verstärkung des radiativen Auftriebs dieses Problem verringern. Gegen diese Lösung spricht andererseits die bereits jetzt schon zu hohe Kohlenstoffhäufigkeit. Die Siliziumlinien müssen aber auch nicht vollständig photospärischen Urprungs sein. Insgesamt gut getroffen werden jedoch meist die Eisen- und Nickellinien.

Abschließend soll das Beispiel von RE J1032+53 vorgestellt werden, ein Objekt, für das bei einer Effektivtemperatur von $T_{\rm eff} = 46\,000$ K und einer Oberflächenschwerebeschleunigung von $\log g = 8.0$ das chemisch geschichtete Modell mit allein nach dem Gleichgewichtsansatz selbstkonsistent eingestellten Häufigkeiten überzeugende Vorhersagen macht. Die Anpassungen der einzelnen Linien sind in den Abbildungen 7.13 bis 7.18 gezeigt. Die Qualität ist mit der von Holberg et al. (1999) vorgestellten Analyse dieses STIS-Spektrums vergleichbar. Die Autoren dieser Publikation haben auch noch Linien weiterer Elemente identifiziert, die in den bisherigen Diffusionsmodellen nicht enthalten sind. Hier bietet sich die interessante Möglichkeit, die Aussagekraft der Modelle in Zukunkt auch für diese Elemente noch zu überprüfen.

Neben bekannten Linien wird in einigen HST-Spektren um 1420 Å ein breiter Absorptionstrog sichtbar, der bisher nicht identifiziert werden konnte.

Tabelle 7.2: Vergleich der Linienprofile im UV bei den alten Parametern. Die Symbole machen eine Aussage darüber, ob die vorhergesagte Lininestärke zu groß, gleich oder zu klein, oder ob Modell und Beobachtung innerhalb des Rauschens übereinstimmen.

WD-Nr.	Name	*mi*	C III	C IV	N IV	N V	O IV	O V	Si III	Si IV	Fe/Ni
0621−376	RE J0623−37	2.43	$>$	$>$	$\geq$	$>$	$\simeq$	$\geq$	$\simeq$	$=$	$=$
2211−495	RE J2214−49	3.16	$\geq$	$=$	$>$	$\geq$	$\simeq$	$\geq$	$\ll$	$<$	$=$
0455−282	MCT 0455−2812	1.29	$\simeq$	$=$	$>$	$\geq$	$\simeq$	$\geq$	$\ll$	$<$	$\simeq$
0501+527	G 191-B2B	1.01	$>$			$\geq$	$=$	$>$		$<$	$=$
2331−475	MCT 2331−4731	0.33	$\leq$	$=$	$\simeq$	$=$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$=$	$\simeq$
0232+035	Feige 24	2.27	$\gg$	$>$	$>$	$>$	$>$	$\gg$	$\ll$	$=$	$\gg$
1234+482	PG 1234+482	0.84	$\simeq$	$=$	$\simeq$	$\gg$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$
2309+105	GD 246	0.75	$\gg$	$>$	$>$	$\gg$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\geq$	$\simeq$
0004+330	GD 2	0.54	$\simeq$	$\geq$	$\simeq$	$>$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$>$	$\simeq$
2111+498	GD 394	0.11	$>$	$>$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\leq$	$<$	$\simeq$
1314+293	HZ 43A	0.27	$>$	$\gg$	$\simeq$	$>$	$\simeq$	$\simeq$	$\gg$	$\gg$	$\simeq$
1057+719	PG 1057+719	0.15	$\gg$	$\gg$		$>$			$\gg$	$\gg$	$\simeq$
1631+781	RE J1629+78	0.33	$\simeq$	$>$	$\simeq$	$>$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$>$	$\simeq$
2004−605	RE J2009−60	0.09	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$>$	$\simeq$
1029+537	RE J1032+53	0.33	$=$	$\geq$	$\simeq$	$=$	$\simeq$	$\simeq$	$=$	$\geq$	$\simeq$

Tabelle 7.3: Vergleich der Linienprofile im UV bei den neuen Parametern. Die Symbole werden wie in Tabelle 7.2 verwendet.

WD-Nr.	Name	*mi*	C III	C IV	N IV	N V	O IV	O V	Si III	Si IV	Fe/Ni
0621−376	RE J0623−37	3.49	$\geq$	$>$	$\geq$	$>$	$\simeq$	$>$	$\simeq$	$=$	$=$
2211−495	RE J2214−49	3.02	$\geq$	$=$	$>$	$\geq$	$\simeq$	$\geq$	$\ll$	$<$	$=$
0455−282	MCT 0455−2812	1.20	$\simeq$	$=$	$>$	$\geq$	$\simeq$	$\geq$	$\ll$	$<$	$\simeq$
0501+527	G 191-B2B	0.99	$\gg$			$\geq$	$=$	$>$		$<$	$=$
2331−475	MCT 2331−4731	0.99	$=$	$>$	$\simeq$	$>$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$=$	$\simeq$
0232+035	Feige 24	0.78	$\gg$	$>$	$>$	$>$	$\simeq$	$>$	$=$	$=$	$\geq$
1234+482	PG 1234+482	0.31	$\simeq$	$=$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$
2309+105	GD 246	0.25	$\gg$	$>$	$\simeq$	$\gg$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\geq$	$\simeq$
0004+330	GD 2	0.14	$\simeq$	$\leq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$>$	$\simeq$
2111+498	GD 394	0.13	$>$	$>$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\leq$	$<$	$\simeq$
1314+293	HZ 43A	0.13	$>$	$\gg$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\gg$	$\gg$	$\simeq$
1057+719	PG 1057+719	0.12	$\gg$	$\gg$		$\geq$			$\gg$	$\gg$	$\simeq$
1631+781	RE J1629+78	0.09	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$>$	$\simeq$
2004−605	RE J2009−60	0.08	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$\simeq$	$>$	$\simeq$
1029+537	RE J1032+53	0.08	$=$	$=$	$\simeq$	$<$	$\simeq$	$\simeq$	$=$	$=$	$\simeq$

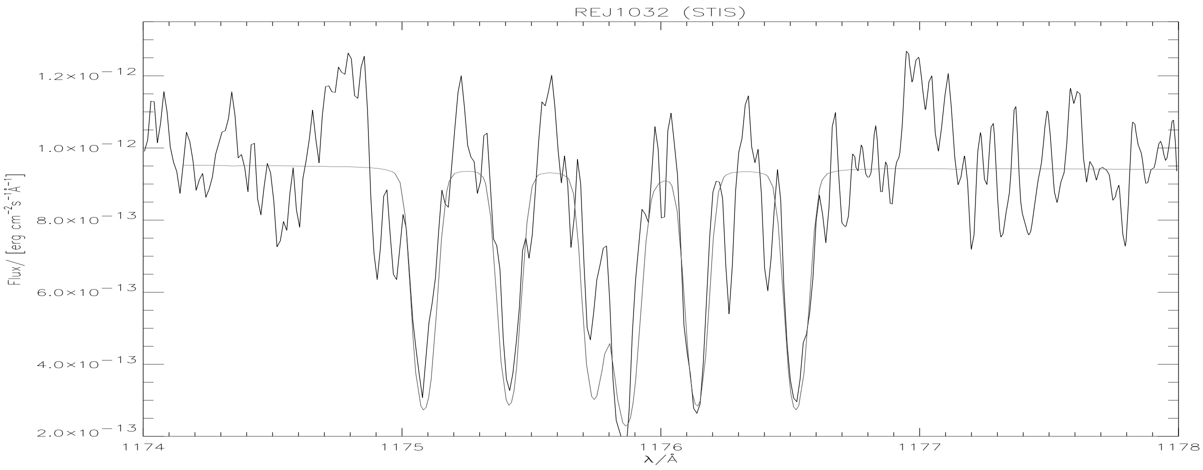

Abbildung 7.13: STIS-Spektrum von RE J1032+53 im Vergleich mit einem theoretischen Spektrum bei $T_{\mathrm{eff}} = 46000\,\mathrm{K}$ und $\log\ g = 8.0$: C III

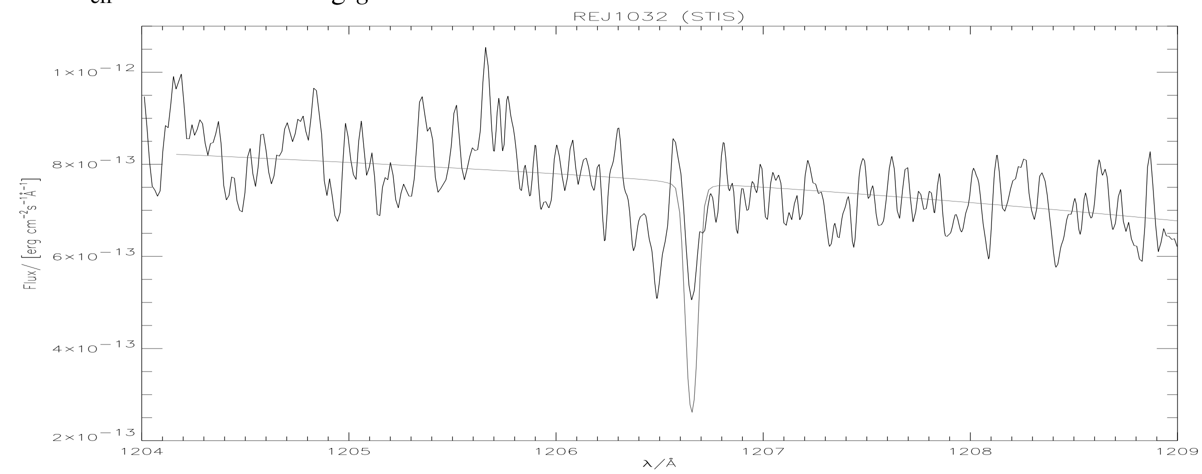

Abbildung 7.14: STIS-Spektrum von RE J1032+53 im Vergleich mit einem theoretischen Spektrum bei $T_{\mathrm{eff}} = 46000\,\mathrm{K}$ und $\log\ g = 8.0$: Si III

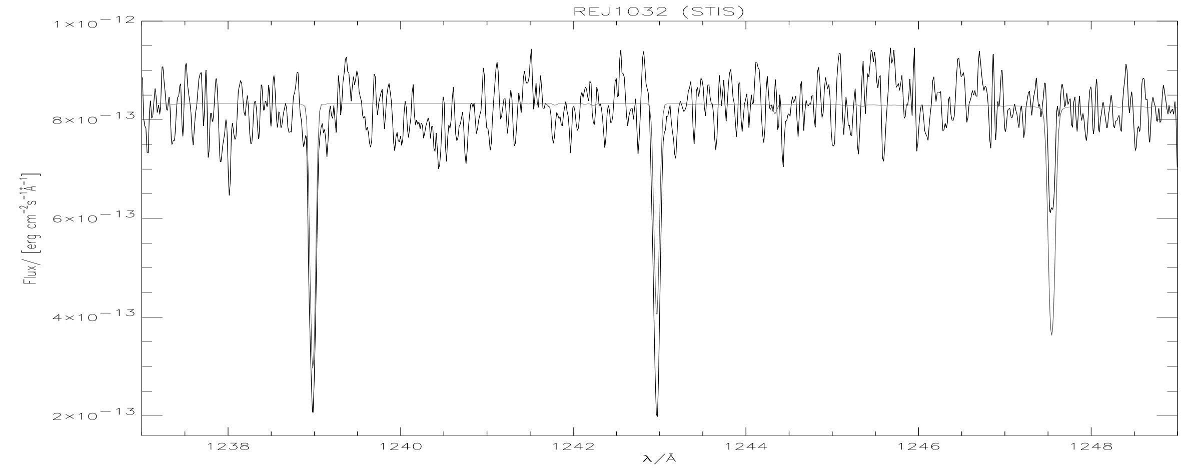

Abbildung 7.15: STIS-Spektrum von RE J1032+53 im Vergleich mit einem theoretischen Spektrum bei $T_{\mathrm{eff}} = 46000\,\mathrm{K}$ und $\log\ g = 8.0$: N V, C III

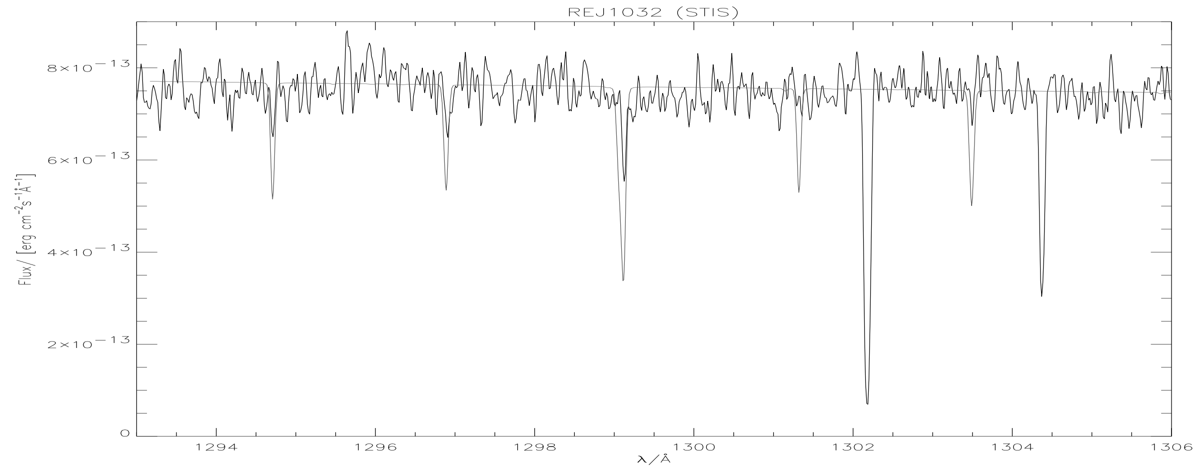

Abbildung 7.16: STIS-Spektrum von RE J1032+53 im Vergleich mit einem theoretischen Spektrum bei $T_{\rm eff} = 46000$ K und log $g = 8.0$: Si III

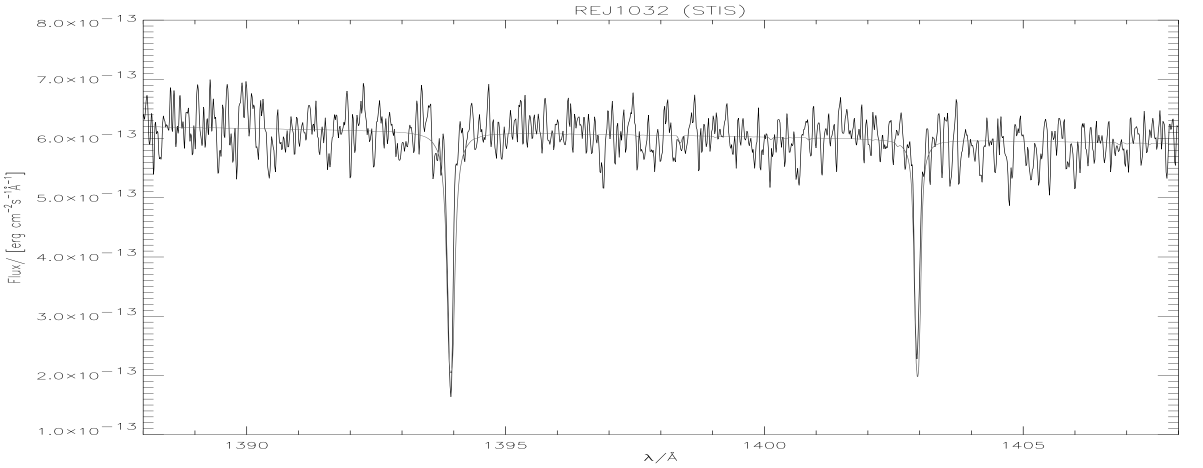

Abbildung 7.17: STIS-Spektrum von RE J1032+53 im Vergleich mit einem theoretischen Spektrum bei $T_{\rm eff} = 46000$ K und log $g = 8.0$: Si IV

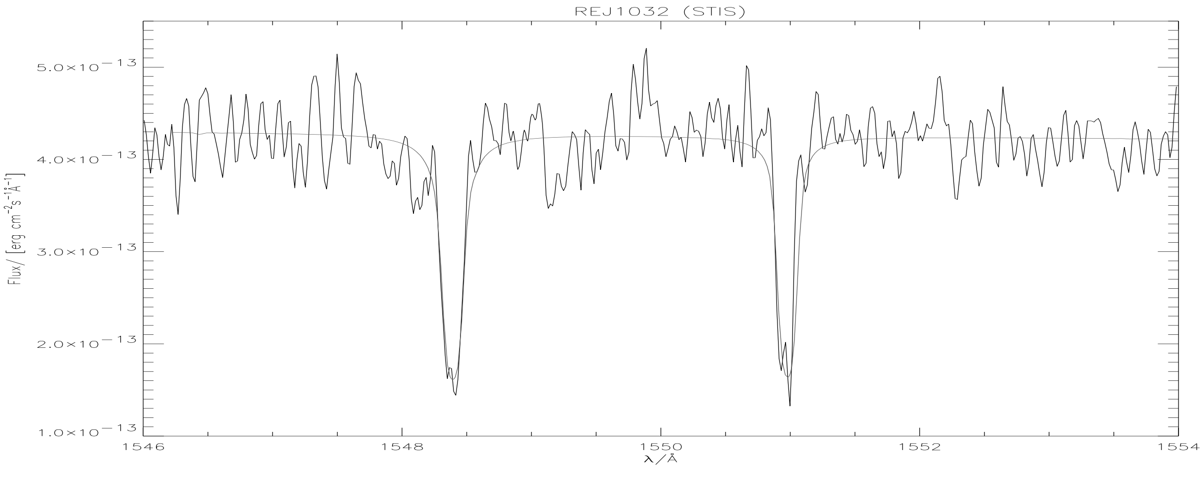

Abbildung 7.18: STIS-Spektrum von RE J1032+53 im Vergleich mit einem theoretischen Spektrum bei $T_{\rm eff} = 46000$ K und log $g = 8.0$: C IV

7.4 Analyse der optischen Spektren

Der Vergleich der beobachteten optischen Spektren mit emergenten Flüssen der Diffusionsmodelle bei den alten und neuen Parameterkombinationen ist in Anhang D ab Seite 157 dargestellt. Die Gegenüberstellung zeigt, daß in mehreren Fällen die im EUV abgeleiteten höheren Schwerebeschleunigungen nicht haltbar sind, da die Balmerlinien der Modelle dadurch einen zu flachen Verlauf zeigen, der nicht mit der Beobachtung übereinstimmt.

Dies trifft auf GD 2, HZ 43 A, PG 1057+719 und PG 1123+189 zu. Im Fall von HZ 43 A sowie Feige 24 ist eine Aussage schwierig, da jeweils die Begleiter dieser Doppelsternkomponenten im optischen Spektrum mit sichtbar sind. Für G 191-B2B sind die alten und die neuen Parameter identisch; für RE J0632−05 liegt kein Modell mit genau den alten Parametern vor.

Diese beiden Objekte sowie RE J0632−05, RE J0715−70 und RE J1032+53 zeigen zudem alle ein mehr oder weniger ausgeprägtes Balmerlinienproblem, so daß eine Entscheidung sowohl für die alten als auch für die neuen Parameter gerechtfertigt sein kann. Daß die Modelle die beobachteten Balmerlinien bei einer festen Parameterkombination nicht simultan reproduzieren können, könnte an der ungewöhnlichen Temperaturstruktur der Modelle liegen, die bereits in Kapitel 5.1.2 diskutiert wurde. Dieser Befund wäre dann ein weiterer Hinweis darauf, daß die Temperaturstruktur der Objekte nicht dem von den aktuellen Modellen vorhergesagten komplizierten Verlauf folgt, sondern vermutlich glatter aussieht. Deshalb sollte in einer Fortführung dieser Arbeit geprüft werden, ob sich auch mit chemisch homogenen non-LTE-Modellen für diese Objekte ein Balmerlinienproblem ergibt.

Kapitel 8

Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse der vorhergehenden Kapitel (insbesondere Kapitel 5 und 7) werden hier zusammengefaßt. Die Analyse der heißen wasserstoffreichen Weißen Zwerge hat gezeigt, daß die Parameterbestimmungen sowohl der vorliegenden als auch bisheriger Arbeiten für diese Objekte noch verfeinert werden können. Als Schlußfolgerung daraus ergibt sich, daß an den verwendeten Modellen noch Verbesserungen angebracht werden sollten. Hierfür werden mögliche Ansatzpunkte aufgezeigt.

8.1 Überblick

Die Untersuchung der neuen Modelle hat gezeigt, daß deren Opazität in den EUV-Spektren, genauso wie es sich in empirischen Untersuchungen erwiesen hat, vorwiegend von Eisen verursacht wird. Weiter hat sich dabei ergeben, daß über den Gleichgewichtsansatz steile Häufigkeits- und Temperaturgradienten eingestellt werden, die unter Umständen zu lokaler konvektiver Instabilität der Modelle führen. Trotzdem reproduzieren die Modellspektren Beobachtungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen gut, was als Bestätigung für die Vorhersagen der Diffusionstheorie anzusehen ist. Die in Anhang A dargestellten Häufigkeitsverteilungen der Modelle stellen also gute Abschätzungen für den Verlauf der Elementhäufigkeiten mit der Tiefe in den Programmsternen dar, für die die Modelle verwendet wurden.

Zur Beschreibung des Metallgehalts eines Modells wurde der diffusionstheoretische Metallindex $mi \propto T_{\text{eff}}^4/g$ eingeführt, der die durch den Gleichgewichtsansatz modellierte Physik in einem Parameter zusammenfaßt. Betrachtet man die atmosphärischen Parameter der Programmsterne vor dem Hintergrund dieses Metallindexes, so ist deren Metallgehalt tatsächlich in etwa dadurch bestimmt. Die Streitfrage, bei welcher Effektivtemperatur ein Abbruch der Metallhäufigkeiten in den EUV-Spektren zu beobachten ist, sollte somit neu gestellt werden, da die Oberflächenschwerebeschleunigung ebenfalls mit berücksichtigt werden muß. Vielmehr sollte also mit unterschiedlichen Wertebereichen des Metallindexes argumentiert werden. Aufgrund der Empfindlichkeit der Modelle auf die Schwerebeschleunigung wurde für die meisten Objekte hier eine Neubestimmung vorgenommen, die insbesondere für die sehr metallarmen Objekte eine generelle Verschiebung zu höheren Werten bedeutete. Für die im Übergangsbereich liegenden Sterne hat sich eine Anpassung als schwierig erwiesen.

Diese Ergebnisse aus den EUV-Analysen setzen sich im UV fort. Obwohl die Modelle insgesamt, wie im EUV für Eisen, hier für die CNO-Elemente gute Vorhersagen treffen, sind wiederum die Häufigkeiten etwas zu groß, selbst bei den neuen niedrigeren Schwerebeschleunigungen. Da andererseits die optischen Analysen dafür sprechen, daß die ursprünglichen Parameter wahrscheinlicher sind, was allerdings aufgrund mehrfach auftretender Balmerlinienprobleme nicht immer leicht entschieden werden kann, wird in den Modellen vielleicht der radiative Auftrieb überschätzt.

Einen Hinweis auf die Problematik gibt übrigens auch die hohe Sauerstoffhäufigkeit in heißen Modellen mit geringer Schwerebeschleunigung. Die Berechnung der radiativen Auftriebs muß also verbessert werden. Dies erfordert insbesondere, daß diese Rechnungen weiterhin ausschließlich im non-LTE durchgeführt werden, da im Vergleich zum LTE Abweichungen festgestellt wurden, die den Ansprüchen, die man an die Genauigkeit zu stellen hat, nicht genügen. Zudem ergaben sich im LTE für die Gleichgewichtshäufigkeiten noch höhere Werte.

8.2 Verbesserungen

Der vorhergehende Abschnitt hat gezeigt, daß die bisherigen Ansätze sehr vielversprechend sind, aber an einigen Stellen noch zu prüfen ist, welche Verbesserungen notwendig sind. Die möglichen Ansätze zerfallen in drei unterschiedliche Klassen, die sich jedoch gegenseitig ergänzen. Es gibt Veränderungen, die dadurch zu verwirklichen sind, daß der bestehende Programmcode bis an die Grenzen seiner Möglichkeiten ausgenutzt wird, indem verbesserte Atommodelle eingesetzt werden; dann wird jedoch eine Weiterentwicklung nötig sein, die ausschließlich die Struktur des Programms betrifft, und zuletzt werden noch die Einbeziehung weiterer physikalischer Effekte sowie Möglichkeiten zu deren Umsetzung zu diskutieren sein.

8.2.1 Atommodelle

Der erste Block beinhaltet einmal, für die bereits jetzt schon berücksichtigten Elemente ausführlichere Atommodelle zu verwenden. Ein erster Schritt in diese Richtung wurde bereits gemacht (mehr atomare Niveaus und damit mehr Spektrallinien) und hat zu der Erkenntnis geführt, daß durch die vermehrte Opazität anscheinend der radiative Auftrieb insgesamt verringert und nicht etwa verstärkt wird, da das Strahlungsfeld geschwächt wird. Damit nimmt der Anteil der Absorber in der Atmosphäre ab und der Fluß wird dem Verlauf des Schwarzkörperflusses wieder etwas ähnlicher. Durch diese Blauverschiebung wird unter Umständen die für die Programmsterne gefundene Verschiebung in der Oberflächenschwerebeschleunigung gegenüber bisherigen Analysen wieder rückgängig gemacht.

Bei der bisherigen Modellierung der Atome wird auch im detaillierten Fall noch keine Feinstrukturaufspaltung einzelner Linien mit berücksichtigt. Dies ist ein weiterer Ansatzpunkt, dessen Auswirkungen zu untersuchen sein werden. Zusätzlich sollte in diesem Zusammenhang überprüft werden, ob die besondere Behandlung der Eisengruppenelemente (Zusammenfassung mehrerer dicht beieinanderliegender Niveaus zu sogenannten Superlevels) zu Verfälschungen führt, die sich auf die Berechnung des radiativen Auftriebs auswirken.

Zum anderen wird es ein Ziel sein, in Zukunft mehr als die acht bisher verwendeten Elemente zu berücksichtigen. Interessant sind dabei besonders die Elemente, deren Linien in STIS- oder FUSE[1]-Spektren neu entdeckt wurden (wie zum Beispiel Kalzium, aber auch viele andere mehr); langfristig wird eine Einbeziehung des gesamten Periodensystems angestrebt. Neben dem häufigsten Isotop eines Elements können damit im Prinzip natürlich auch andere Isotope gemeint sein,wobei die jeweiligen Beschleunigungen durch die unterschiedliche Masse von den bisherigen Werten verschieden sein werden. Prozentual gesehen besonders groß ist dieser Unterschied bei Helium. In ersten Versuchen wurde ^{4}He durch ^{3}He ersetzt. Dadurch steigt der Heliumanteil in der Atmosphäre so an, daß eine Neuinterpretation der beobachteten Heliumkanten als größtenteils photospärischen und nicht interstellaren Ursprungs notwendig wird. Die Mengen bleiben jedoch weiterhin so gering, daß die theoretischen Spektren mit den beobachteten Wasserstoffspektren im optischen verträglich bleiben. Da in der Natur beide Isotope vorkommen, ist anzunehmen, daß die tatsächliche Verteilung zwischen den beiden Extremen liegt. Klarheit über die jeweiligen Anteile wird erst eine simultane Modellierung schaffen können, die gegen Beobachtungen von so guter Qualität verglichen werden muß, daß eine eventuelle Isotopieverschiebung in den Linienspektren sichtbar wird.

8.2.2 Programmcode

Damit der Rechenaufwand auch mit den angesprochenen geplanten Neuerungen weiterhin überschaubar bleibt, sind einige Änderungen im Programmablauf nötig. Eine Einbeziehung deutlich detaillierterer Atommodelle wird in großem Stil nur möglich sein, wenn nicht auch die Strukturberechnung damit erfolgen muß. Eine Trennung in ausführliche Atommodelle für eine exakte Berechnung des radiativen Auftriebs und in ihrem Umfang reduzierte Atommodelle für eine Atmosphärenberechnung in akzeptabler Zeit bietet sich hier als Lösung an. Deutliche Geschwindigkeitsgewinne sollten auch durch eine engere Kopplung des Diffusions- und Strukturteils zu erreichen sein, da sich die Konvergenz dadurch erheblich beschleunigen sollte. Um die Konvergenz bequemer überprüfen zu können, erscheint auch die Erweiterung des bisher nur für den Strukturteil implementierten Konvergenzkriteriums auf Änderungen in den Elementhäufigkeiten sinnvoll.

[1]Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer

8.2.3 Sternatmosphärenphysik

In einer verbesserten Formulierung des Gleichgewichtsansatzes wird berücksichtigt, daß der durch Ionisation übertragene Impuls nicht vollständig auf das Rumpfatom übergehen muß, sondern sich auch mit auf das freigesetzte Elektron verteilen kann. Daher wirkt die Strahlungsbeschleunigung nicht mehr so effektiv wie unter Vernachlässigung der Impulsumverteilung.

Ein anderer Punkt betrifft die Diffusionsarten, die durch chemische oder Temperaturgradienten ausgelöst werden. Obwohl sie zu Beginn unwichtig erschienen, hat sich doch gezeigt, daß die Modelle teilweise so starke chemische und Temperaturgradienten ausbilden, daß diese Diffusionsmechanismen unter Umständen doch nicht mehr vernachlässigbar sind. Es ist aber ebenso möglich, daß die steilen Gradienten statt Diffusion lokale Konvektion auslösen und auf diese Weise eingeebnet werden. Wenn auch eine gleichzeitige Modellierung dieses Prozesses in absehbarer Zeit nicht zu verwirklichen sein wird, so ist es doch auf jeden Fall erforderlich, die Modelle mit Hilfe des Schwarzschild-Ledoux-Kriteriums zumindest auf ihre Stabilität gegen Konvektion hin zu überprüfen.

8.3 Ausblick

Neben Verbesserungen an den Modellen ist auch eine Verbesserung der Datenlage in Sicht. Wenn in absehbarer Zukunft weitere UV- und optische Spektren zugänglich sein werden, können die Untersuchungen darauf ausgedehnt werden. Dann wird auch eine umgekehrte Überprüfung systematisch durchführbar, in der zunächst eine Anpassung im optischen und ultravioletten Spektralbereich die jeweils besten Parameter liefert. Deren Verträglichkeit mit den EUV-Spektren stellt dann den letzten Test auf Konsistenz dar. Mit der neuen Generation von Modellen erhofft man sich, daß dies gut funktionieren wird.

Von den oben beschriebenen möglichen Verbesserungen sind hierfür insbesondere die Änderungen wichtig, die die Berechnung des radiativen Auftriebs verbessern, duch bessere Atommodelle mit Linienaufspaltung und Berücksichtigung der Impulsumverteilung. Damit dies realisierbar wird, empfiehlt sich eine Umstrukturierung des Programmcodes.

So wird eine Qualität der Modelle erreicht werden, die sich für Standardanalysen von Weißen Zwergen bis hinunter zu einer Effektivtemperatur von $\approx 30\,000$ K eignet und außerdem auch auf neue Objektklassen ausdehnbar sein wird. Deutliche Abweichungen von einer Beobachtung sind dann ein starker Hinweis darauf, daß in dem betrachteten Einzelfall eine andere als die von den Modellen beschriebene Physik stattfindet (zum Beispiel Akkretion oder Rotation), oder daß das Objekt in letzter Zeit eine besondere Entwicklungsgeschichte durchlaufen hat.

Diese Arbeit hat diesen neuen Typ von Modellen auf ihrem jetztigen Entwicklungsstand getestet und gibt damit jetzt neben Ansatzpunkten für Verbesserungen auch die Richtung an, in die diese gehen müssen. Bereits in diesem Stadium haben sich jedoch schon neue Erkenntnisse über die Zusammensetzung heißer Weißer Zwerge ableiten lassen.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Die Häufigkeitsschichtung in den Atmosphären heißer DA Weißer Zwerge wird nach der gängigen Vorstellung durch Diffusionsprozesse und radiativen Auftrieb bestimmt, wenn keine konkurrierenden Prozesse wie Massenverlust oder Konvektion stattfinden. Zur Berechnung der sich einstellenden Gleichgewichtshäufigkeiten hat Dreizler (1999) Modellatmosphären vorgestellt, die das Sternatmosphärenproblem und den Gleichgewichtsansatz (Chayer et al., 1995a,b) selbstkonsistent lösen.

Mit solchen Modellen wurden in der vorliegenden Arbeit Beobachtungen von 26 heißen wasserstoffreichen Weißen Zwergsternen im extrem-ultravioletten Spektralbereich analysiert. Es gelang eine Reproduzierung der Beobachtungen in rund 70 % aller Fälle, wobei sich im Vergleich zu den von Wolff et al. (1998) gefundenen atmosphärischen Parametern jedoch Abweichungen von bis zu 0.5 *dex* in der Schwerebeschleunigung ergaben. Die Modelle erlauben zwar eine sehr genaue (0.05 *dex*) relative Bestimmung der Oberflächenschwerebeschleunigung, möglicherweise jedoch mit einer systematischen Verschiebung im Bereich von etwa 0.3 *dex*. Diese kann durch eine Überschätzung des radiativen Auftriebs zustandekommen, die eintritt durch Verwendung zu ungenauer Atomdaten, oder durch die Vernachlässigung einer möglichen Impulsumverteilung.

Einen absoluten Anschluß erlauben hier nur optische Spektren, auf die die durch Strahlungsauftrieb in der Atmosphäre gehaltenen Metalle kaum Einfluß haben. Neben einer Überprüfung der Parameter aus der EUV-Analyse anhand optischer Spektren wurde ein Vergleich der Gleichgewichtshäufigkeiten mit den in UV-Spektren beobachteten Häufigkeiten durchgeführt. Bei beiden Verfahren wurde festgestellt, daß sich bei einigen Objekten hervorragende Übereinstimmungen ergaben (zum Beispiel bei PG 1234+482, MCT 2331−4731, Feige 24 und RE J1032+53), bei anderen aber noch deutliche Diskrepanzen zwischen Modell und Beobachtung (wie bei GD 246, GD 394 oder PG 1057+719) vorherrschen. Fast immer sind in diesen Fällen die vom Gleichgewichtsansatz vorhergesagten Häufigkeiten zu groß. Bis auf PG 1057+719 betrifft dies vorwiegend die Objekte aus der G 191-B2B-Gruppe, also heiße ($T_{\text{eff}} > 56\,000$ K) Objekte mit $\log g < 7.8$, für die das Modellgitter allerdings auch nicht sehr fein ist, da Abweichungen im EUV-Spektrum im Gegensatz zur Situation bei kühleren Sternen erst auf den zweiten Blick sichtbar werden. Es ist also anzunehmen, daß sich auch dort noch eine bessere Übereinstimmung erzielen läßt, wenn zunächst die Parameter aus EUV-Beobachtungen nochmals genauer bestimmt werden. Damit wäre dann die Vorhersagekraft der neuen Diffusionsmodelle gezeigt.

Im Umkehrschluß bedeutet dies, daß die Vorstellungen über das Zusammenspiel von gravitativem Absinken und radiativem Auftrieb, die in die Modelle einfließen, im wesentlichen korrekt sind und die tatsächlichen Verhältnisse in den betrachteten Sternatmosphären gut beschreiben. Den Modellen ist also eine Aussagefähigkeit darüber zuzuschreiben, wie die tatsächlichen Häufigkeitsschichtungen in den Programmsternen aussehen. Dabei ergibt die Diffusionstheorie allein Gradienten, von denen bisher teilweise geglaubt wurde, sie könnten nur durch zusätzliche Prozesse wie Akkretion oder Massenverlust erzeugt werden. Das kann am Beispiel von RE J1032+53 widerlegt werden.

Die Einsicht, daß die Gleichgewichtslösung wesentlich die chemische Zusammensetzung einer Atmosphäre bestimmt, impliziert auch, daß nicht eine Temperaturangabe allein eine Grenze darstellen kann, unter der photosphärische Absorber absinken und für die EUV-Spektren keine Rolle mehr spielen, sondern daß die Schwerebeschleunigung hierfür ebenso wichtig ist. Darauf liefert schon die extreme g-Empfindlichkeit der Modellspektren einen deutlichen Hinweis. Es wird deshalb vorgeschlagen, eine Größe $mi = 4 \cdot 10^{-12} \cdot {T_{\rm eff}}^4/g\ /[\mathrm{K}^4\mathrm{s}^2/\mathrm{cm}]$ zu verwenden, um die Abnahme der Metalle zu beschreiben. In der vorliegenden Arbeit wurde für diesen Abbruch ein Wert von etwa 0.2 gefunden, wobei allerdings zu bemerken ist, daß der Einfluß von Metallen bis hinunter zu $mi = 0.1$ in den Spektren noch Spuren hinterläßt, auch wenn deren Bedeutung für die Anpassung abnimmt. Die eingeführte Größe mi steht in engem Zusammenhang mit den von Wolff et al. (1998) bestimmten Metallizitäten der Programmsterne. Die von Wolff angegebene Gruppeneinteilung der Objekte stellt sich in diesem Bild einfach als eine Einteilung in verschiedene Wertebereiche von mi dar und bestätigt damit erneut die Vorhersagen der Diffusionstheorie.

Trotz des Erfolgs der chemisch geschichteten, selbstkonsistent gelösten Atmosphärenmodelle sind aber noch einige Verbesserungen an den Modellen notwendig, bevor sie standardmäßig als verläßliche Analysewerkzeuge eingesetzt werden können.

Literaturverzeichnis

Auer L.H., Mihalas D., 1969a, ApJ 156, 157

Auer L.H., Mihalas D., 1969b, ApJ 156, 681

Auer L.H., Mihalas D., 1969c, ApJ 158, 641

Barnard A.J., Cooper J., Shamey L.J., 1969, A&A 1, 28

Barstow M.A., Dobbie P.D., Holberg J.B., et al., 1997, MNRAS 286, 58

Barstow M.A., Fleming T.A., Diamond C.J., et al., 1993a, MNRAS 264, 16

Barstow M.A., Fleming T.A., Finley D.S., et al., 1993b, MNRAS 260, 631

Barstow M.A., Hubeny I., 1998, MNRAS 299, 379

Barstow M.A., Hubeny I., Holberg J.B., 1999, MNRAS 307, 884

Chapman S., Cowling T.G., 1970, The mathematical theory of non-uniform gases. An account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction and diffusion in gases, Cambridge: University Press, 1970, 3rd ed.

Chayer P., Fontaine G., Wesemael F., 1995a, ApJS 99, 189

Chayer P., Vennes S., Pradhan A.K., et al., 1995b, ApJ 454, 429

Dreizler S., 1999, A&A 352, 632

Dreizler S., Wolff B., 1999, A&A 348, 189

Dupuis J., Vennes S., Bowyer S., et al., 1995, ApJ 455, 574

Eddington, A. S. S., 1939, MNRAS 99, 595

Finley D.S., Koester D., Basri G., 1997, ApJ 488, 375

Griem H.R., 1974, Spectral line broadening by plasmas, Pure and Applied Physics, New York: Academic Press, 1974

Hearn D.R., Richardson J.A., Bradt H.V.D., et al., 1976, ApJ 203, L21

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

Heber U., Hunger K., Jonas G., Kudritzki R.P., 1984, A&A 130, 119

Heber U., Napiwotzki R., Reid I.N., 1997, A&A 323, 819

Holberg J.B., Barstow M.A., Bruhweiler F.C., et al., 1999, ApJ 517, 850

Holberg J.B., Barstow M.A., Chen A., et al., 1993, ApJ 416, 806

Holberg J.B., Barstow M.A., Lanz T., Hubeny I., 1997, ApJ 484, 871

Holberg J.B., Barstow M.A., Sion E.M., 1998, ApJS 119, 207

Hummer D.G., Mihalas D., 1988, ApJ 331, 794

Jordan S., Koester D., 1986, A&AS 65, 367

Jordan S., Koester D., Wulf-Mathies C., Brunner H., 1987, A&A 185, 253

Jordan S., Wolff B., Koester D., Napiwotzki R., 1994, A&A 290, 834

Kahn S.M., Wesemael F., Liebert J., et al., 1984, ApJ 278, 255

Kippenhahn R., Weigert A., 1990, Stellar Structure and Evolution, Astronomy and Astrophysics Library, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, first edition

Koester D., 1989, ApJ 342, 999

Koester D., Chanmugam G., 1990, Reports of Progress in Physics 53, 837

Koester D., Dreizler S., Weidemann V., Allard N.F., 1998, A&A 338, 612

Kurucz R.L., 1979, ApJS 40, 1

Lampton M., Margon B., Paresce F., et al., 1976, ApJ 203, L71

Lemke M., 1997, A&AS 122, 285

Liebert J., Wesemael F., Hansen C.J., et al., 1986, ApJ 309, 241

Margon B., Malina R., Bowyer S., et al., 1976, ApJ 203, L25

Marsh M.C., Barstow M.A., Buckley D.A., et al., 1997a, MNRAS 286, 369

Marsh M.C., Barstow M.A., Buckley D.A., et al., 1997b, MNRAS 287, 705

McCook G.P., Sion E.M., 1999, ApJS 121, 1

Mewe R., Heise J., Gronenschild E.H.B.M., et al., 1975, ApJ 202, L67

Mihalas D., 1978, Stellar Atmospheres, W. H. Freeman, San Francisco

Paerels F.B.S., Heise J., 1989, ApJ 339, 1000

Petre R., Shipman H.L., Canizares C.R., 1986, ApJ 304, 356

Rumph T., Bowyer S., Vennes S., 1994, AJ 107, 2108

Saumon D., Jacobson S.B., 1999, ApJ 511, L107

Schatzman E., 1949, Publ. Köbenhavns Obs. No. 149

Schatzman E., 1958, White Dwarfs, North Holland Publishing Company, Amsterdam

Schönberg M., Chandrasekhar S., 1942, ApJ 96, 161

Schöning T., Butler K., 1989a, A&AS 78, 51

Schöning T., Butler K., 1989b, A&A 219, 326

Shipman H.L., 1976, ApJ 206, L67

Shipman H.L., Provencal J., Roby S.W., et al., 1995, AJ 109, 1220

Sion E.M., Holberg J.B., Barstow M.A., Kidder K.M., 1995, PASP 107, 232

Unglaub K., Bues I., 1998, A&A 338, 75

Vennes S., Chayer P., Fontaine G., Wesemael F., 1989, ApJ 336, L25

Vennes S., Thejll P.A., Galvan R.G., Dupuis J., 1997, ApJ 480, 714

Vennes S., Thejll P.A., Wickramasinghe D.T., Bessell M.S., 1996, ApJ 467, 782

Vidal C.R., Cooper J., Smith E.W., 1973, ApJS 25, 37+

Werner K., Dreizler S., 1994, A&A 286, L31

Werner K., Dreizler S., 1999, The Classical Stellar Atmosphere Problem. In: Riffert H., Werner K. (eds.) Computational Astrophysics, Vol. 109. Elsevier Press, Amsterdam, p.65

Wolff B., 1999, Dissertation, Universität Kiel

Wolff B., Jordan S., Koester D., 1996, A&A 307, 149

Wolff B., Koester D., Dreizler S., Haas S., 1998, A&A 329, 1045

Wood M.A., 1995, In: Koester D., Werner K. (eds.) White Dwarfs. Lecture Notes in Physics 443, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, p. 41

Teil IV

Anhang

Anhang A

Tiefenabhängige Gleichgewichtshäufigkeiten

Im folgenden werden für alle Diffusionsmodelle, sortiert nach fallendem Metallindex *mi*, die Gleichgewichtshäufigkeiten, angegeben in Teilchenzahldichten relativ zur Teilchenzahldichte des Wasserstoffs, über die Säulenmasse aufgetragen dargestellt. Eine Identifikation der einzelnen Elemente erlaubt Abbildung A.1 auf der nächsten Seite.

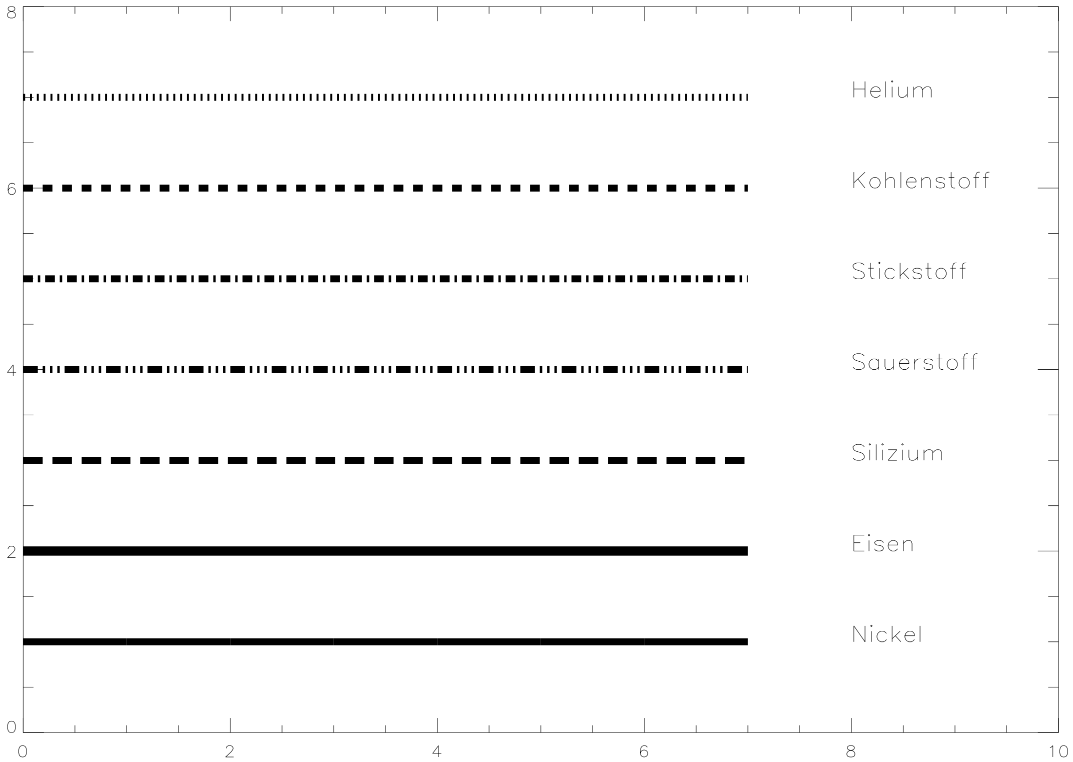

Abbildung A.1: Erklärung zu den verwendeten Linienarten für die Häufigkeiten: Für jedes in den Modellen enthaltene Element sind hier zur Identifikation die verwendeten Linienarten eingezeichnet.

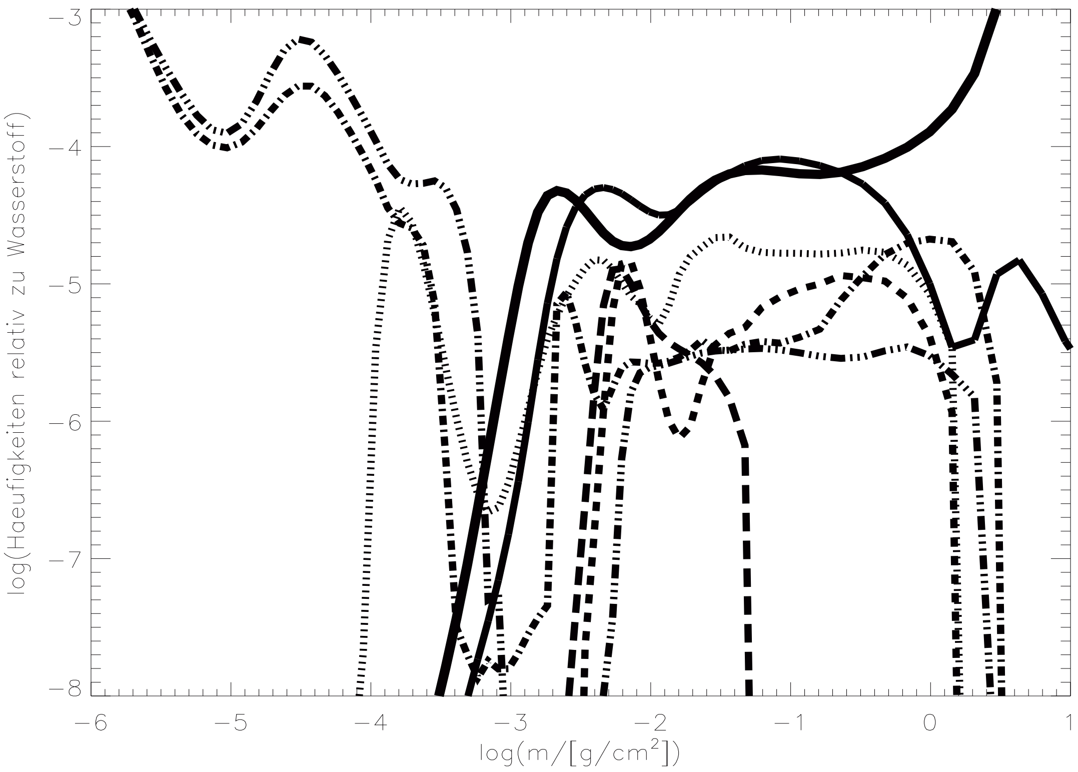

Abbildung A.2: $T_{\rm eff} = 61\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.2$, $mi = 3.4944$

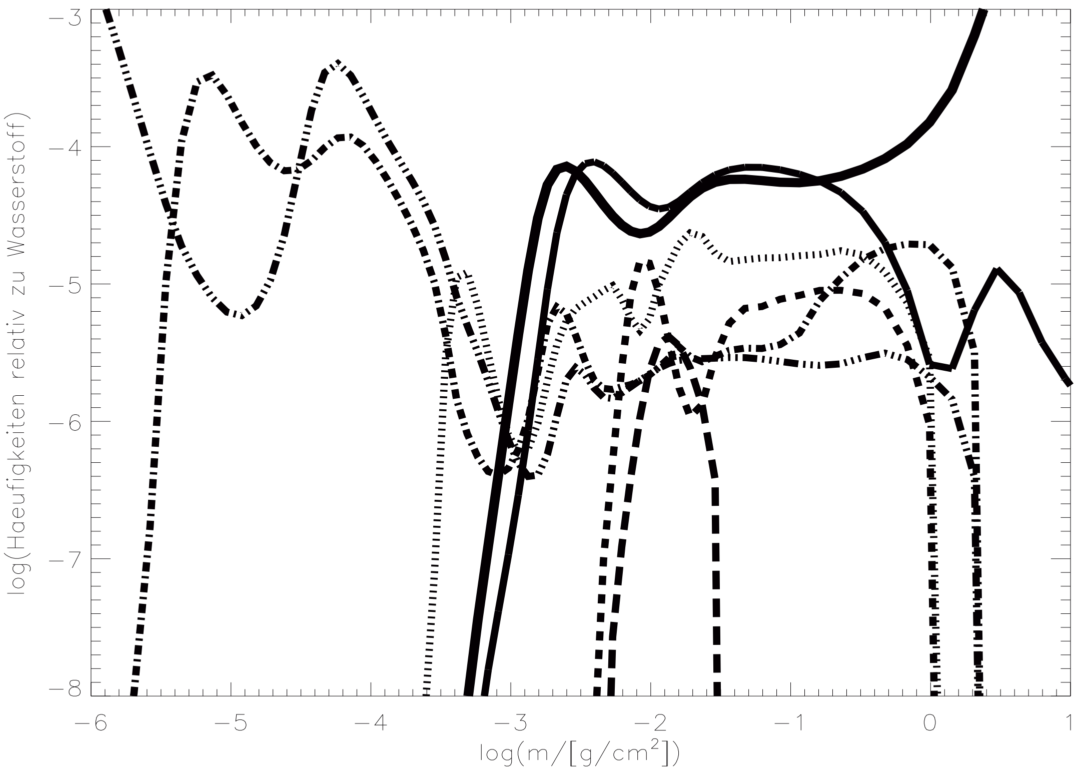

Abbildung A.3: $T_{\rm eff} = 66\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.4$, $mi = 3.0215$

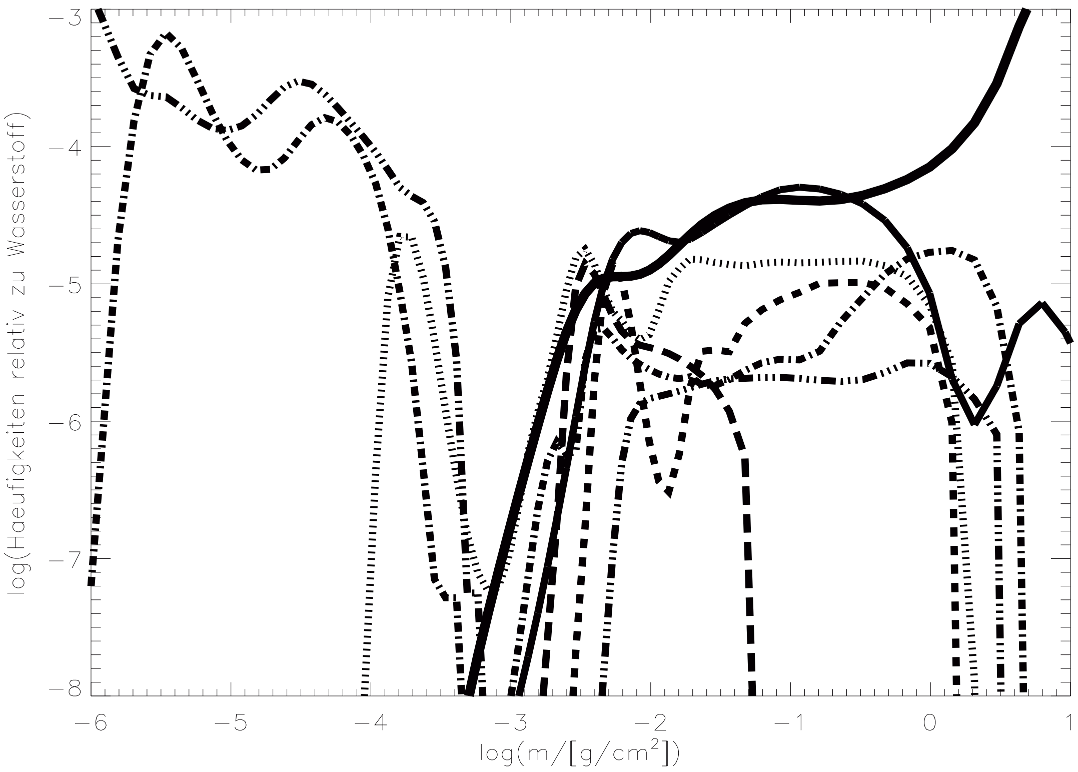

Abbildung A.4: $T_{\text{eff}} = 58\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 7.3$, $mi = 2.2686$

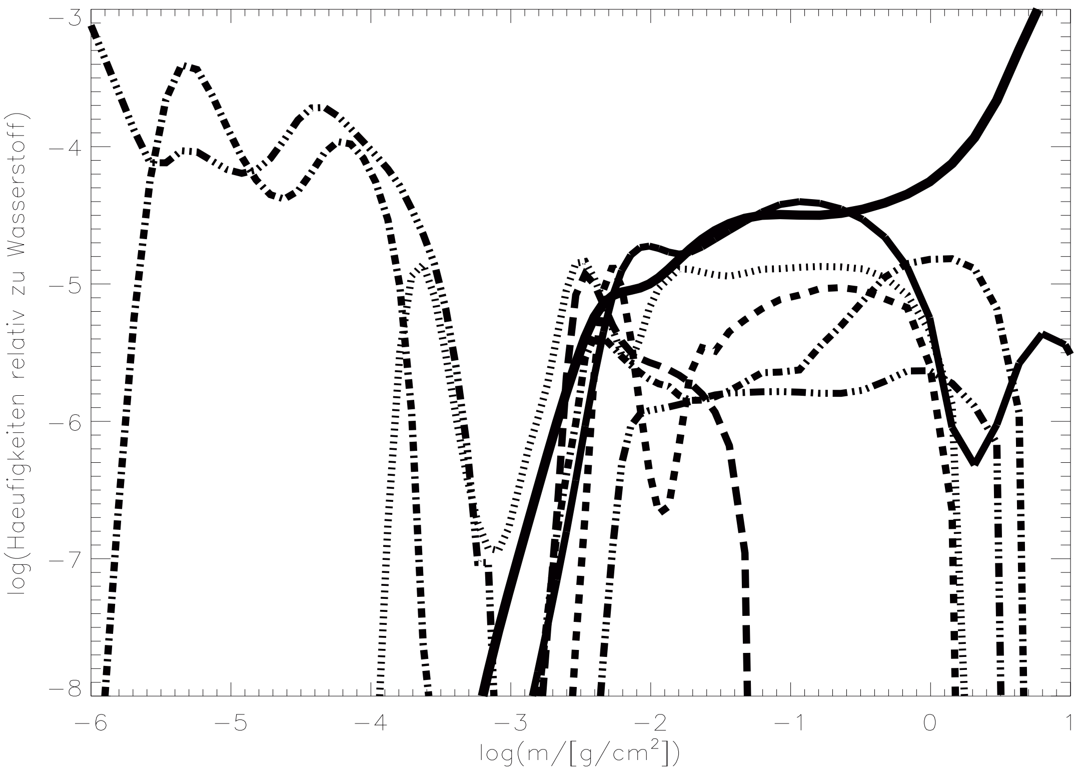

Abbildung A.5: $T_{\text{eff}} = 58\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 7.4$, $mi = 1.8020$

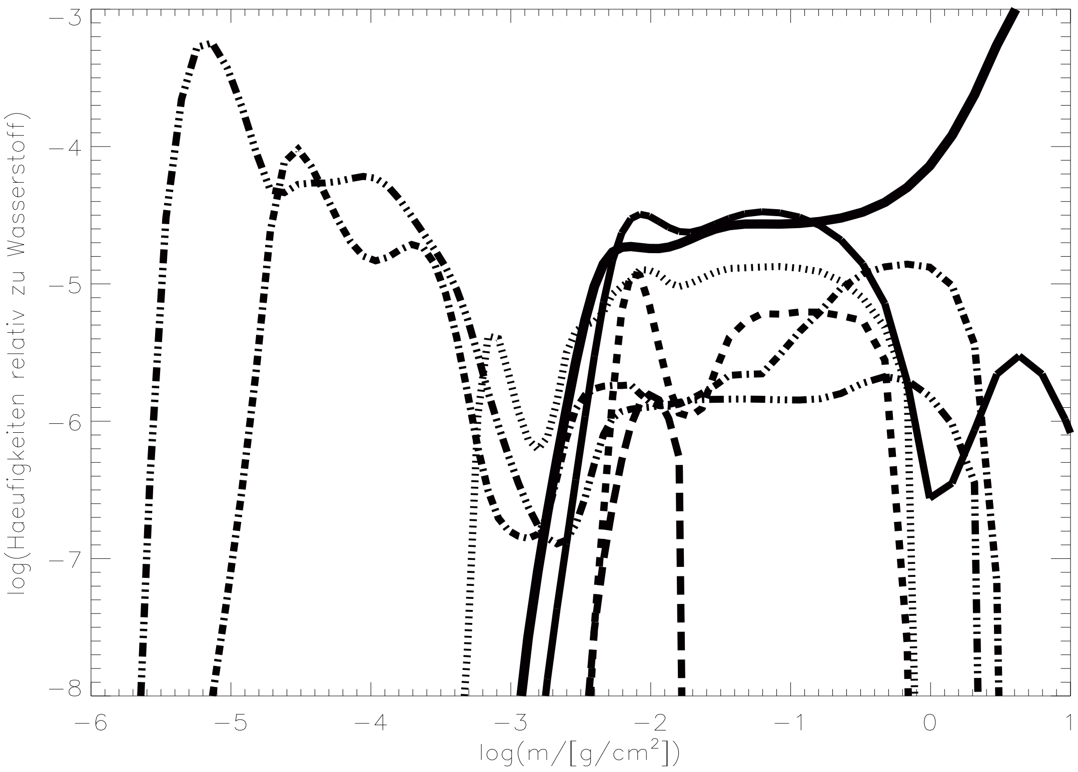

Abbildung A.6: $T_{\mathrm{eff}} = 66\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.7$, $mi = 1.5143$

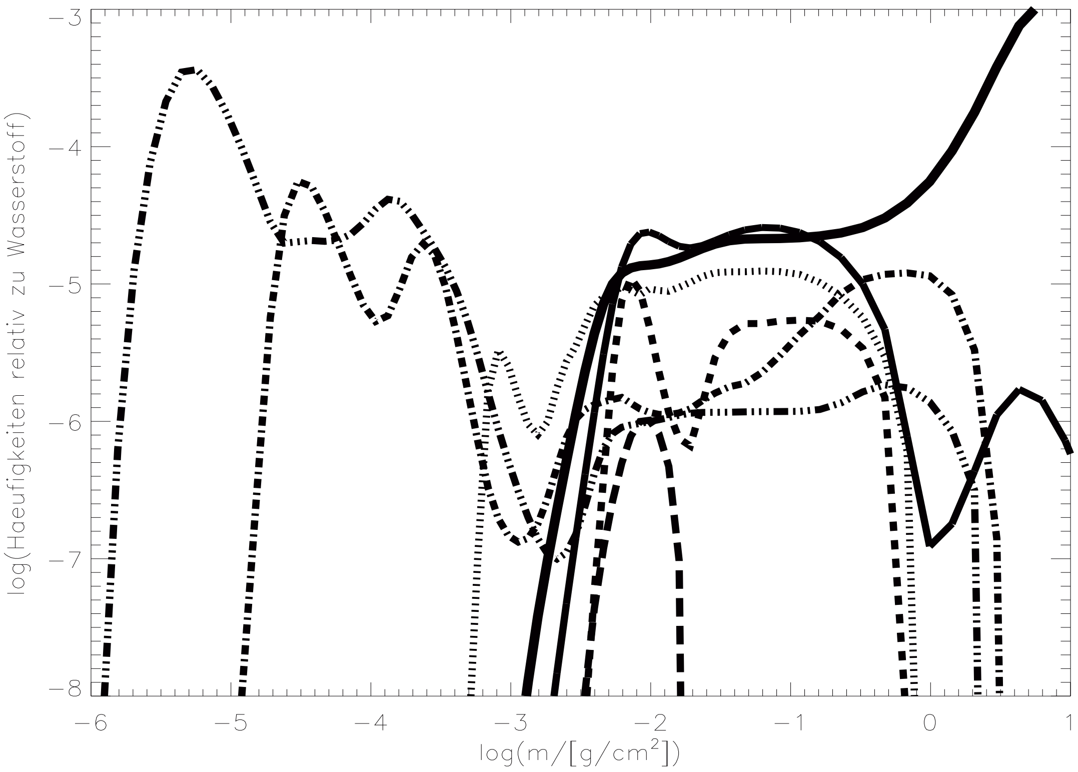

Abbildung A.7: $T_{\mathrm{eff}} = 66\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.8$, $mi = 1.2029$

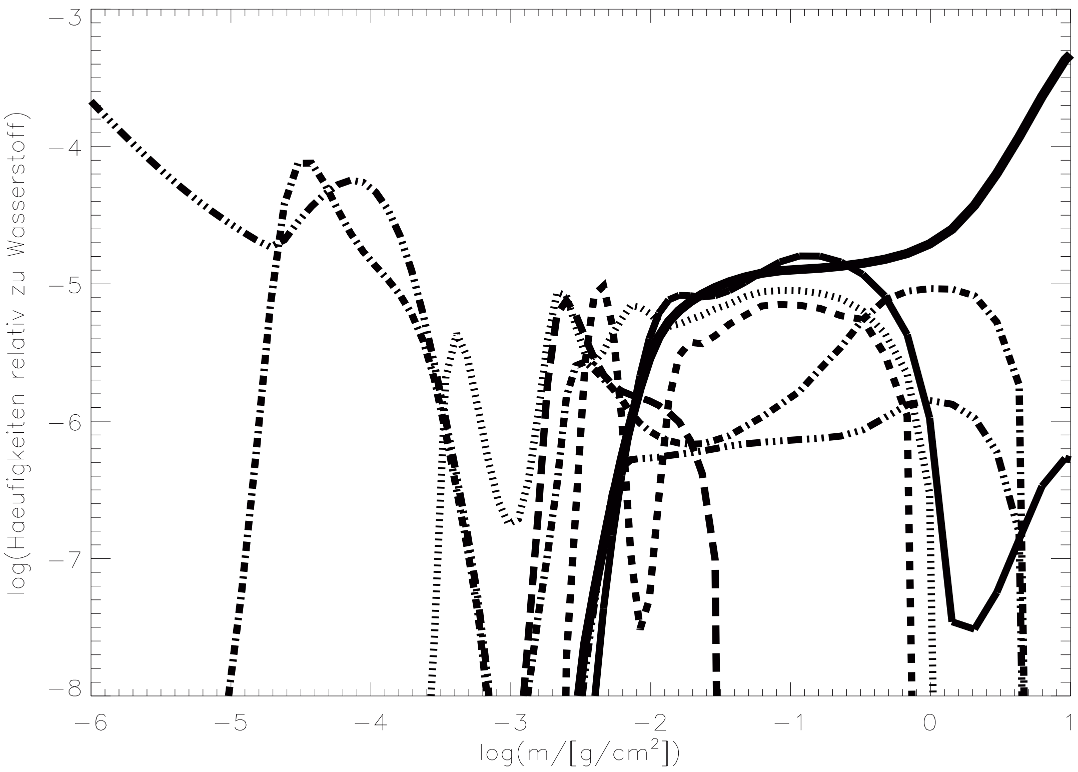

Abbildung A.8: $T_{\mathrm{eff}} = 56000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.7$, $mi = 0.7848$

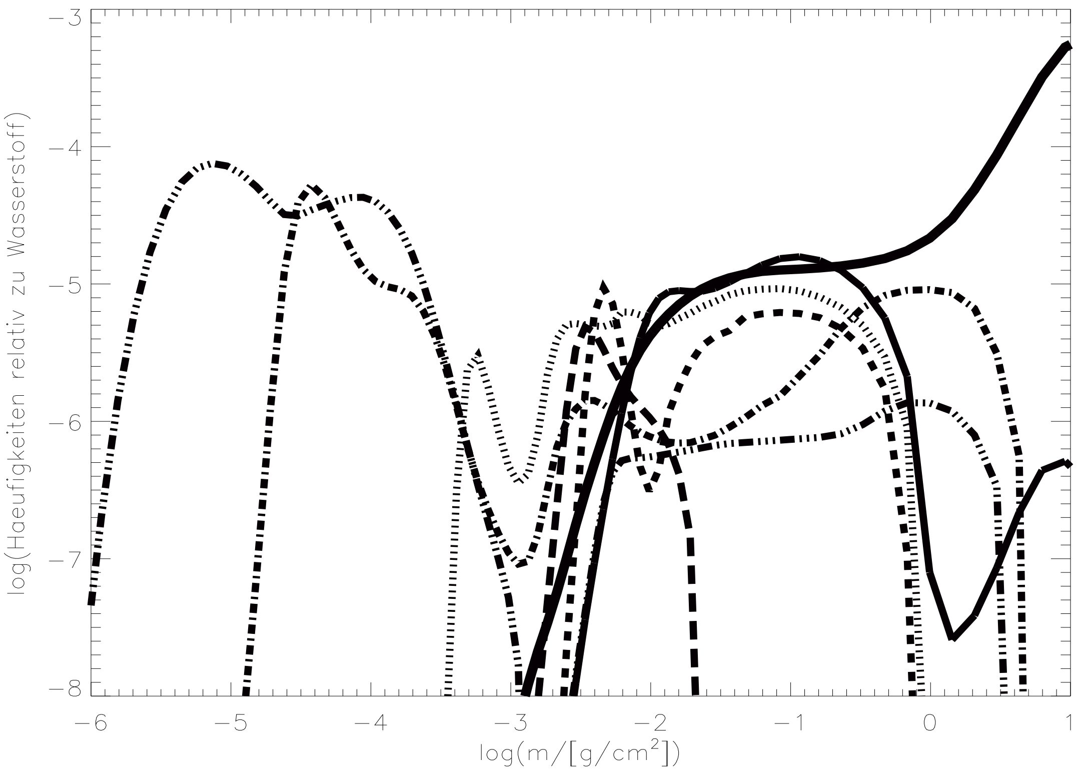

Abbildung A.9: $T_{\mathrm{eff}} = 59000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.8$, $mi = 0.7681$

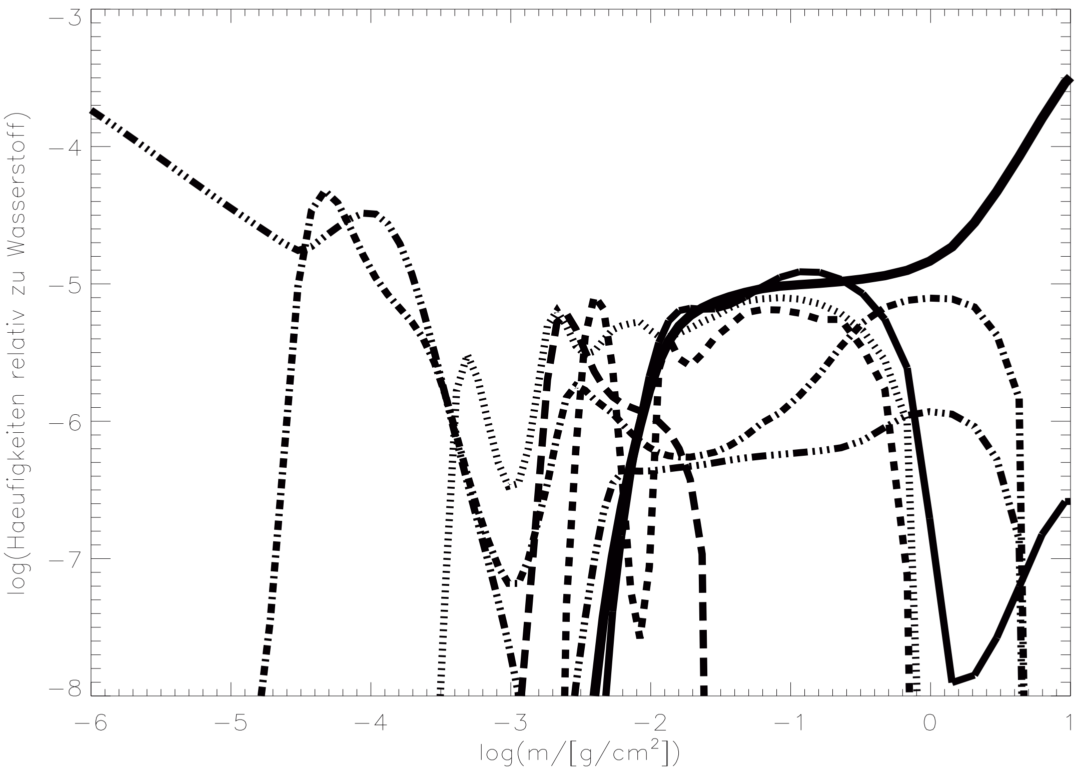

Abbildung A.10: $T_{\mathrm{eff}} = 56\,000\,\mathrm{K}$, $\log\, g = 7.8$, $mi = 0.6234$

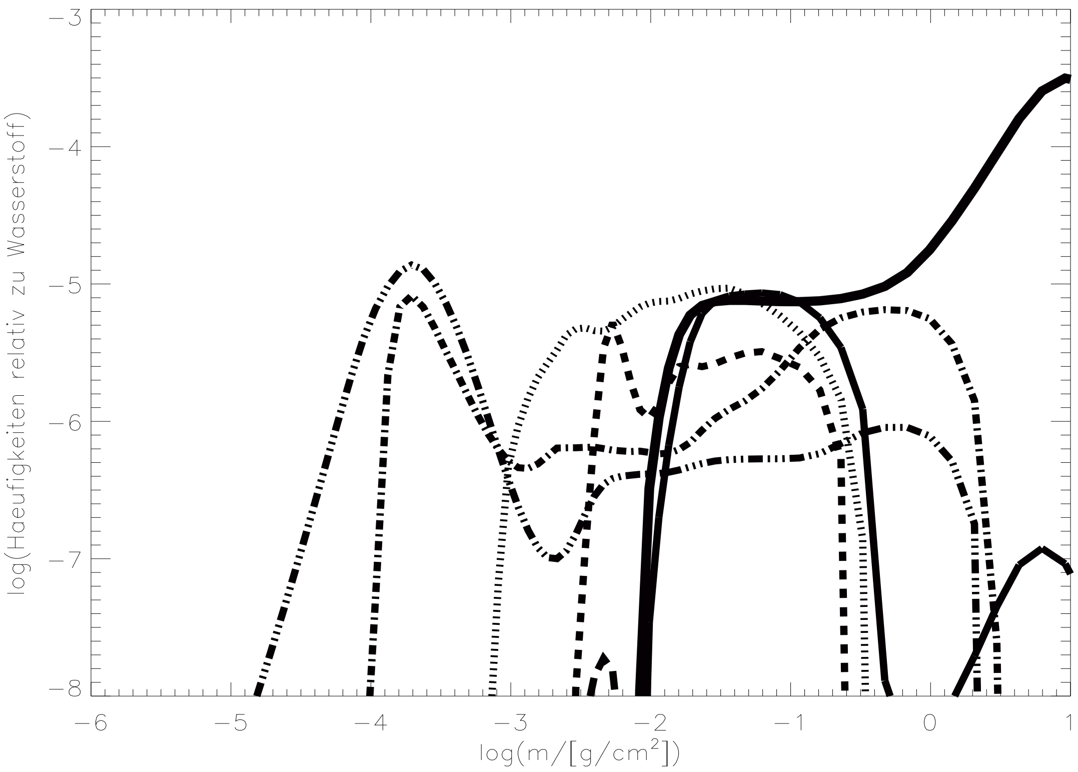

Abbildung A.11: $T_{\mathrm{eff}} = 70\,000\,\mathrm{K}$, $\log\, g = 8.2$, $mi = 0.6059$

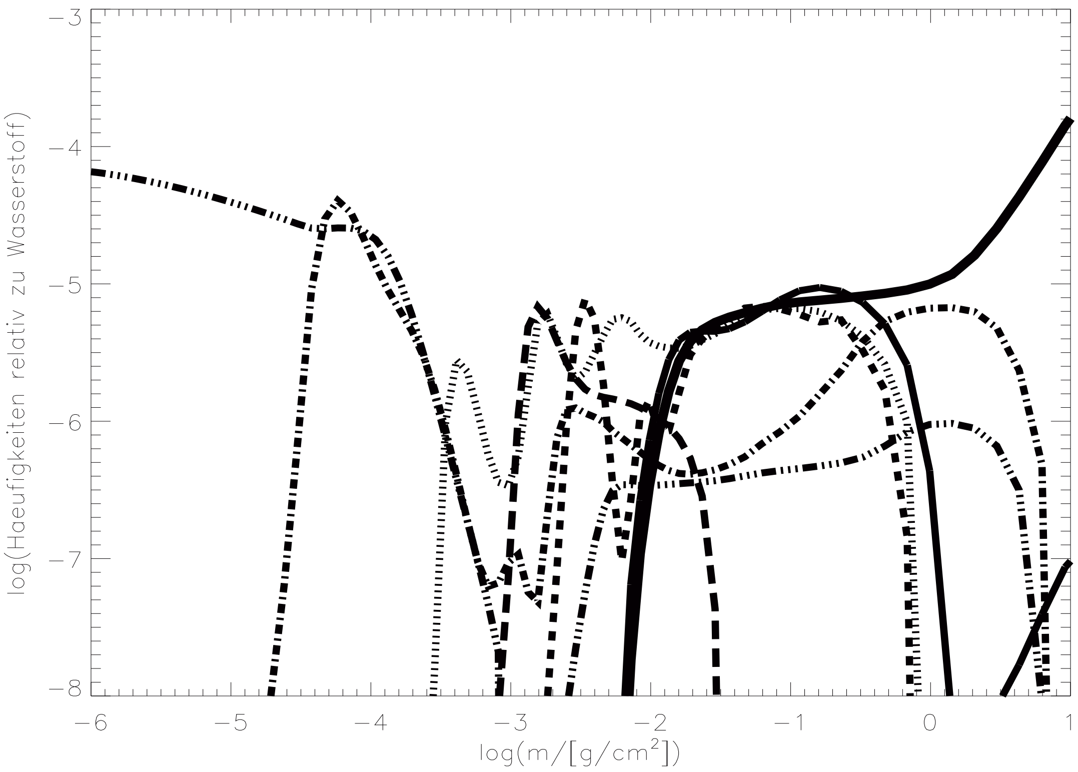

Abbildung A.12: $T_{\rm eff} = 53\,000\,$K, log $g = 7.8$, $mi = 0.5002$

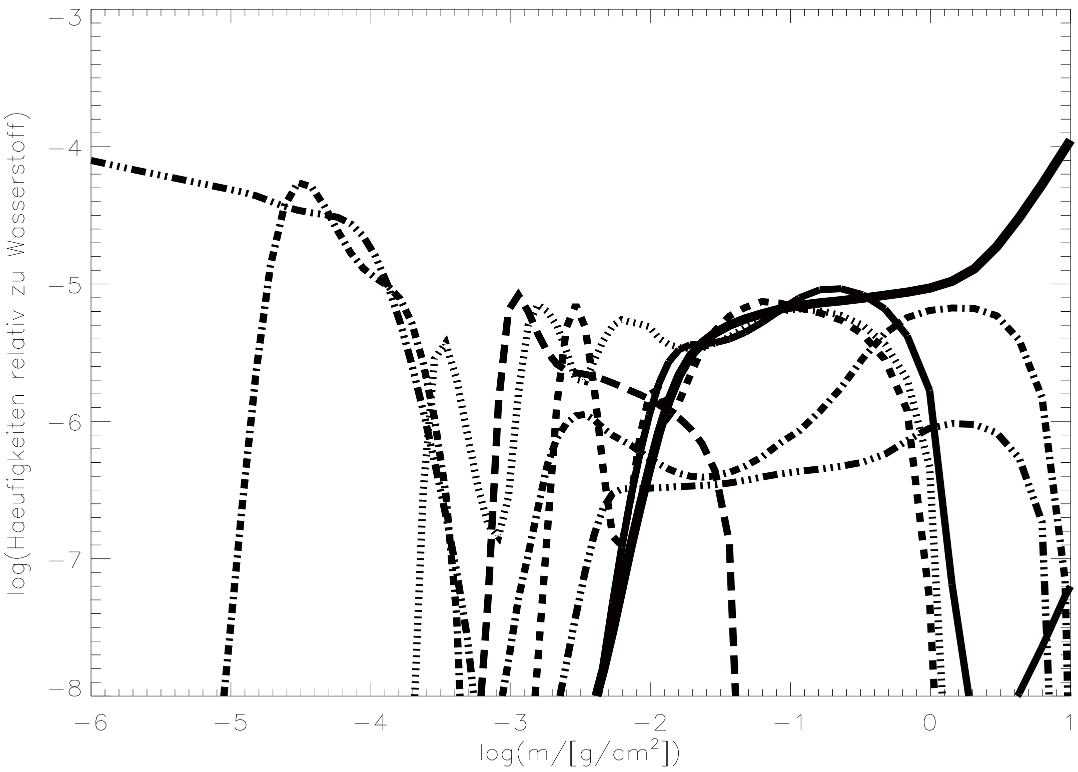

Abbildung A.13: $T_{\rm eff} = 50\,000\,$K, log $g = 7.7$, $mi = 0.4988$

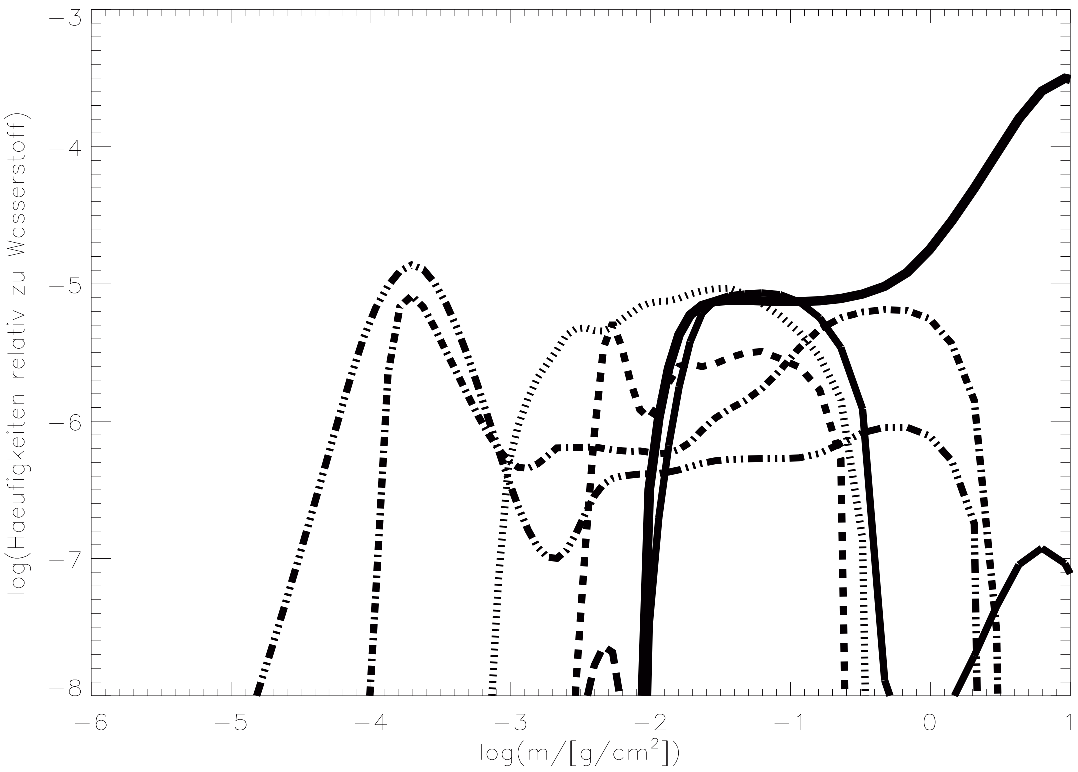

Abbildung A.14: $T_{\text{eff}} = 66\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.2$, $mi = 0.4788$

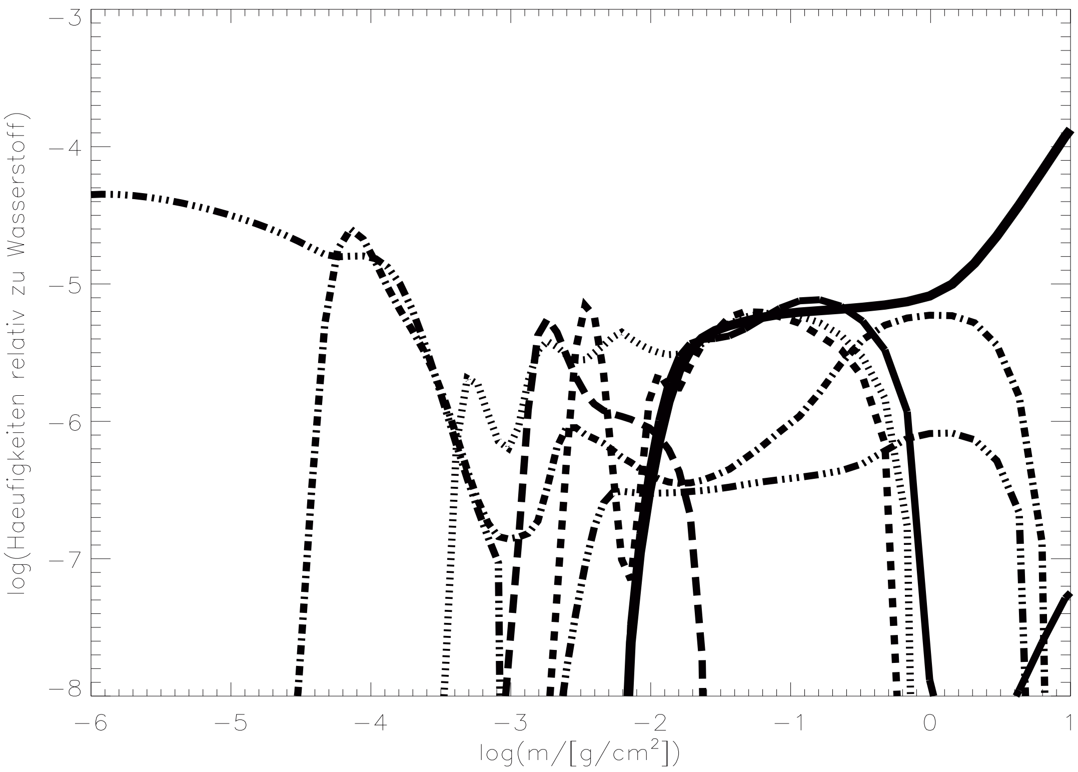

Abbildung A.15: $T_{\text{eff}} = 54\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 7.9$, $mi = 0.4281$

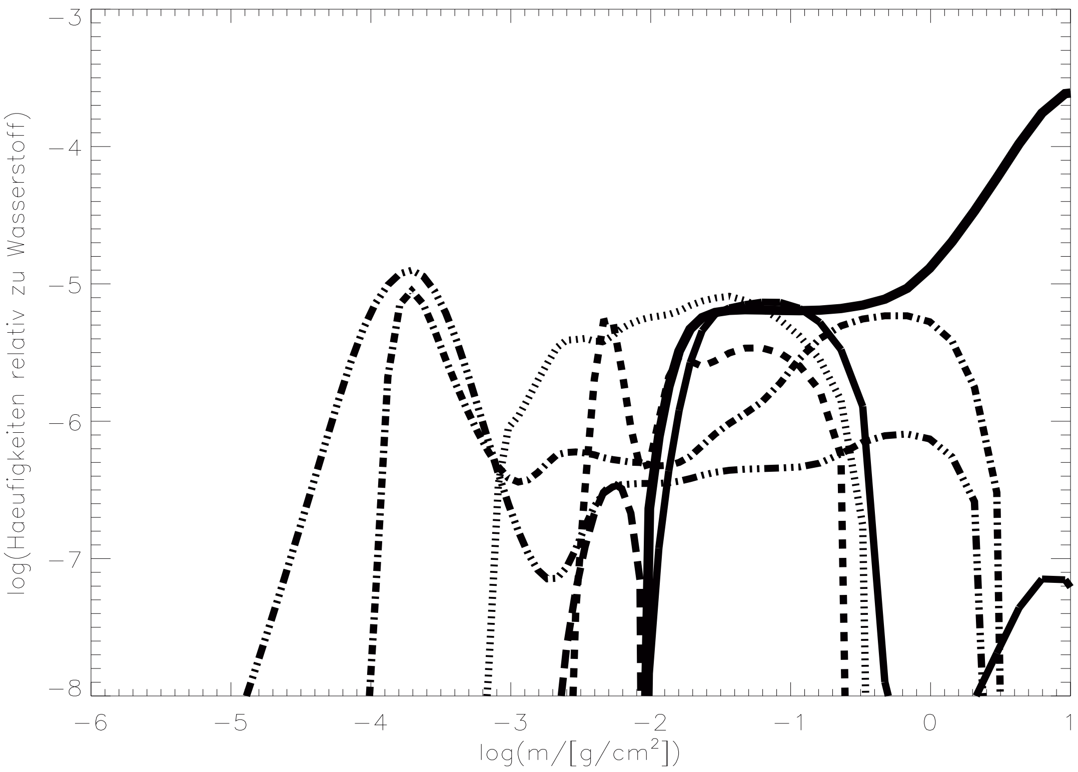

Abbildung A.16: $T_{\text{eff}} = 64\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.2$, $mi = 0.4234$

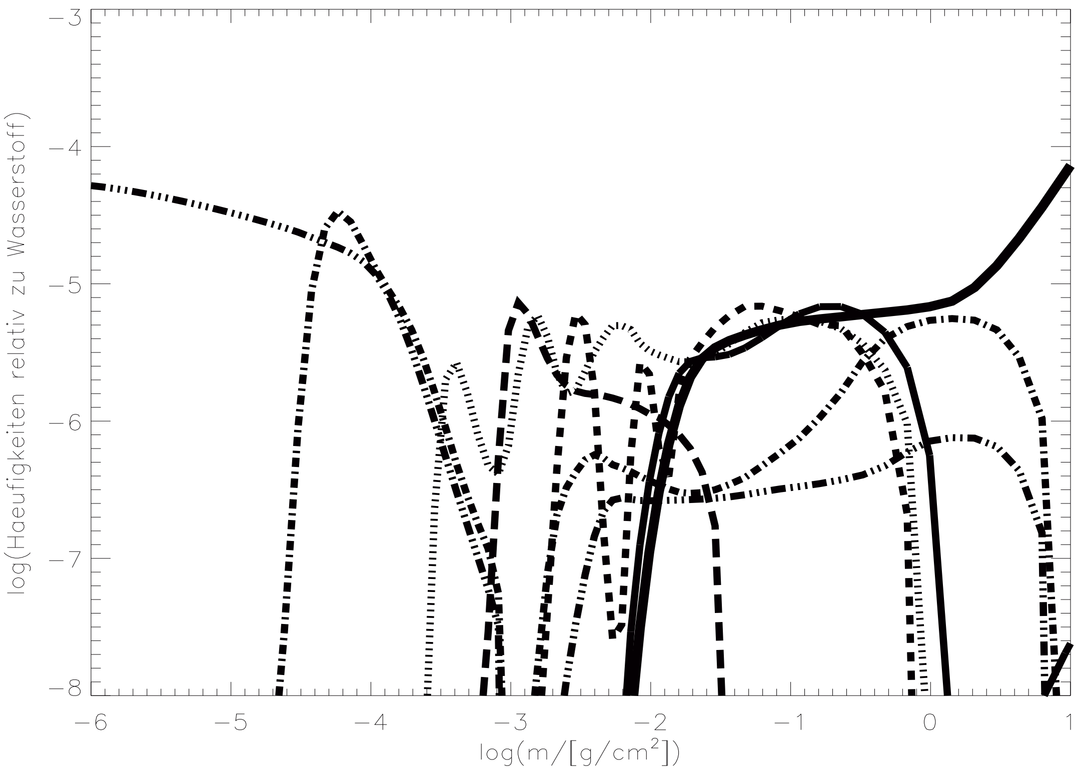

Abbildung A.17: $T_{\text{eff}} = 50\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 7.8$, $mi = 0.3962$

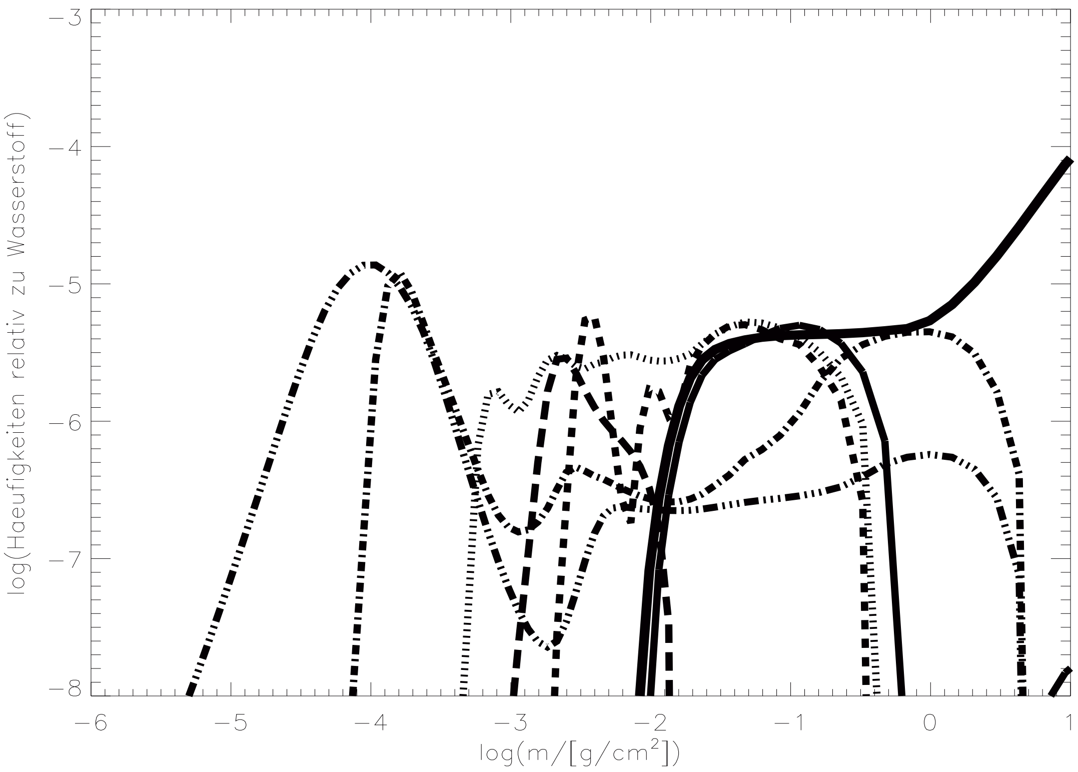

Abbildung A.18: $T_{\mathrm{eff}} = 56\,000\,\mathrm{K}$, $\log\, g = 8.1$, $mi = 0.3124$

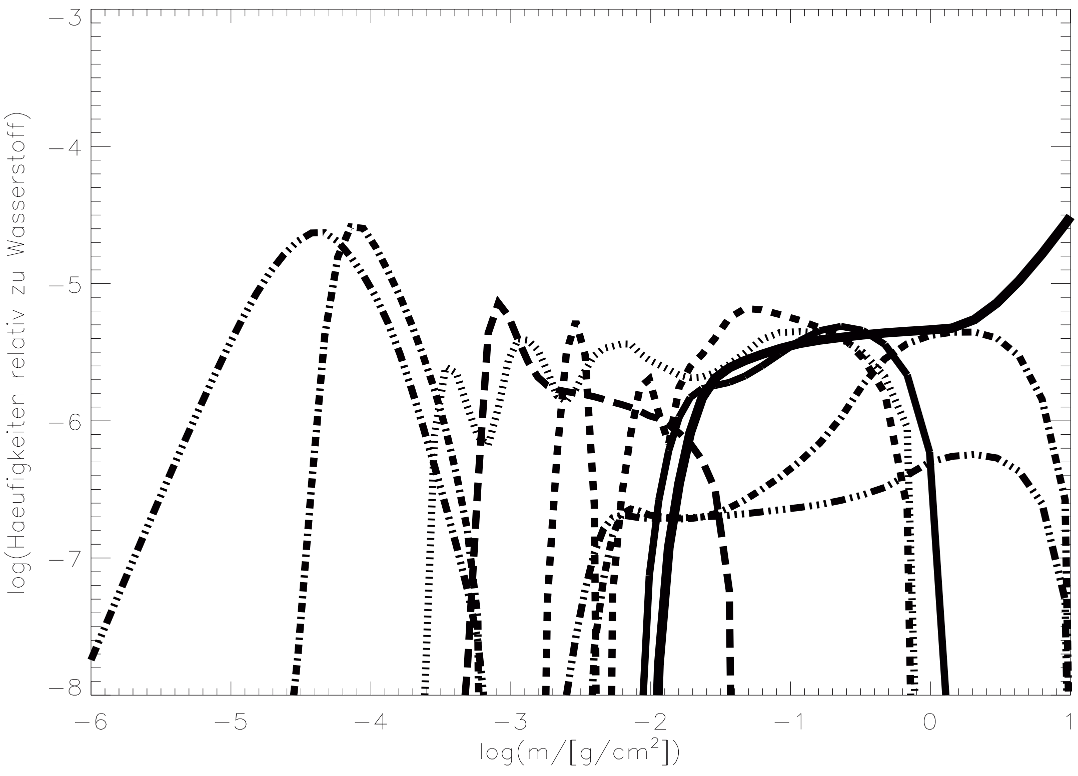

Abbildung A.19: $T_{\mathrm{eff}} = 47\,000\,\mathrm{K}$, $\log\, g = 7.8$, $mi = 0.3093$

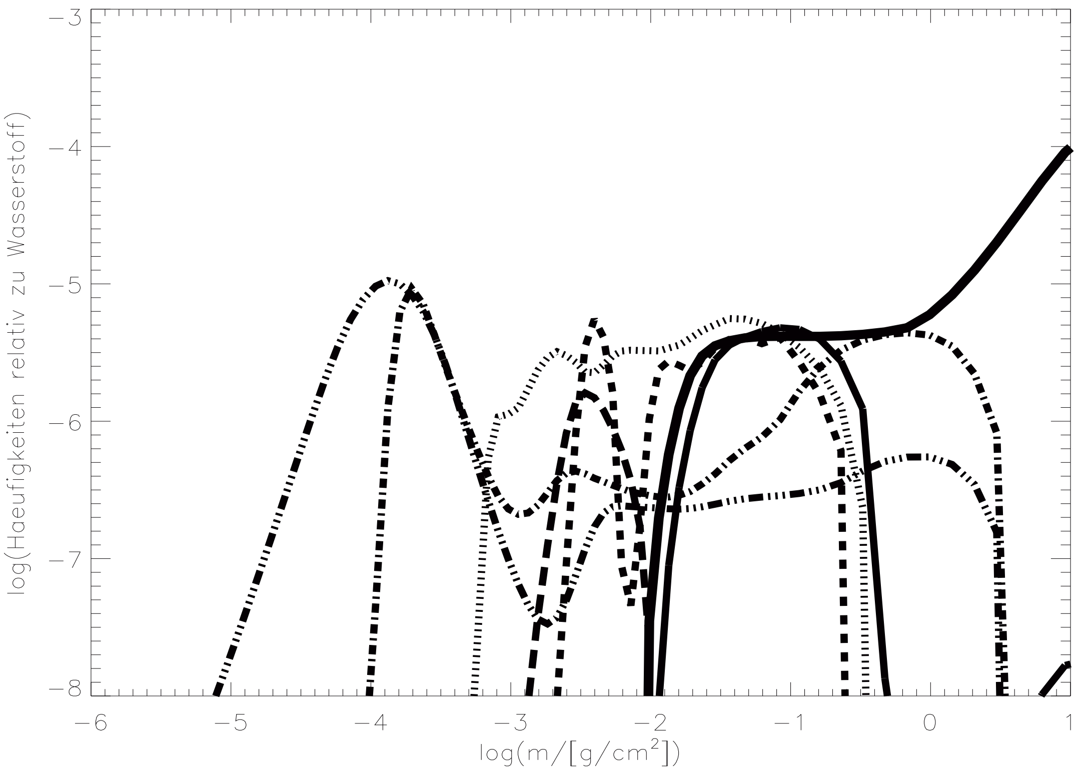

Abbildung A.20: $T_{\mathrm{eff}} = 59\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 8.2$, $mi = 0.3058$

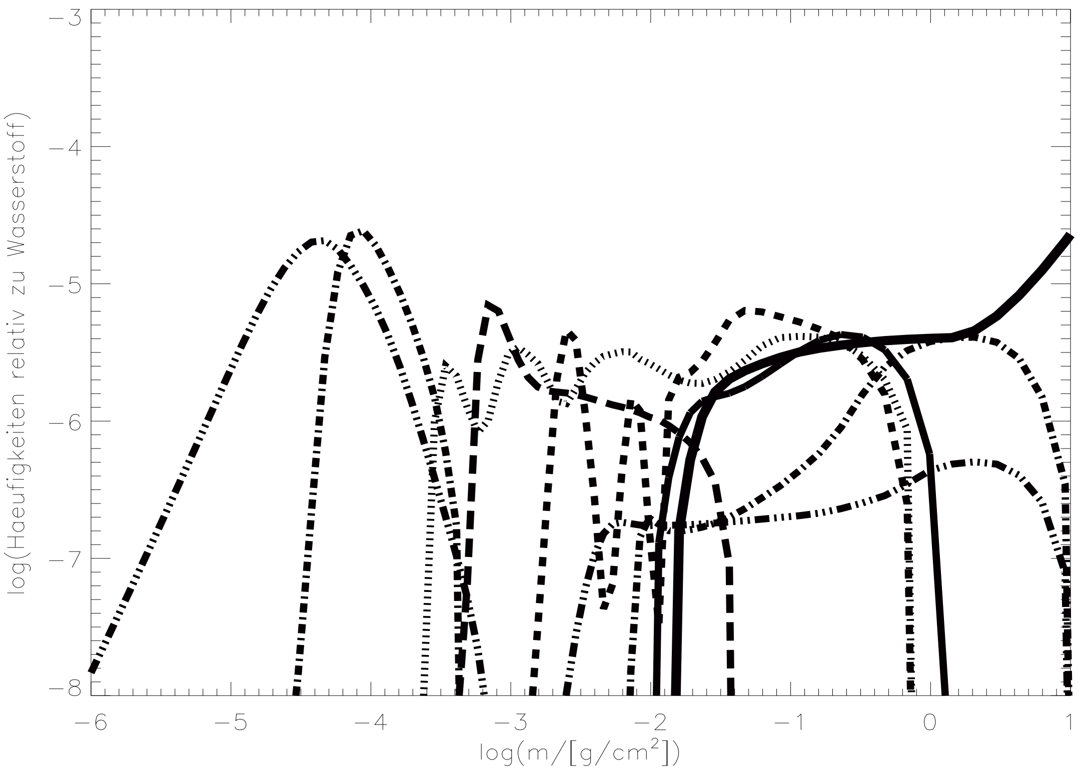

Abbildung A.21: $T_{\mathrm{eff}} = 46\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.8$, $mi = 0.2838$

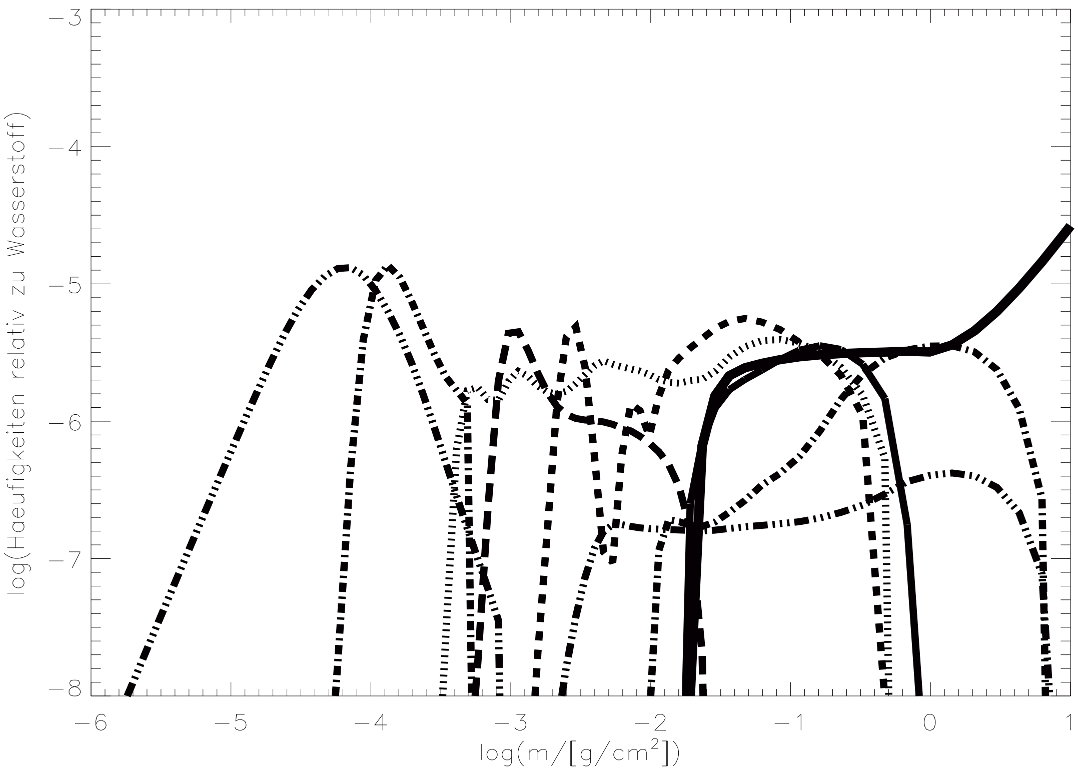

Abbildung A.22: $T_{\mathrm{eff}} = 50\,000\,\mathrm{K}$, log $g = 8.0$, $mi = 0.2500$

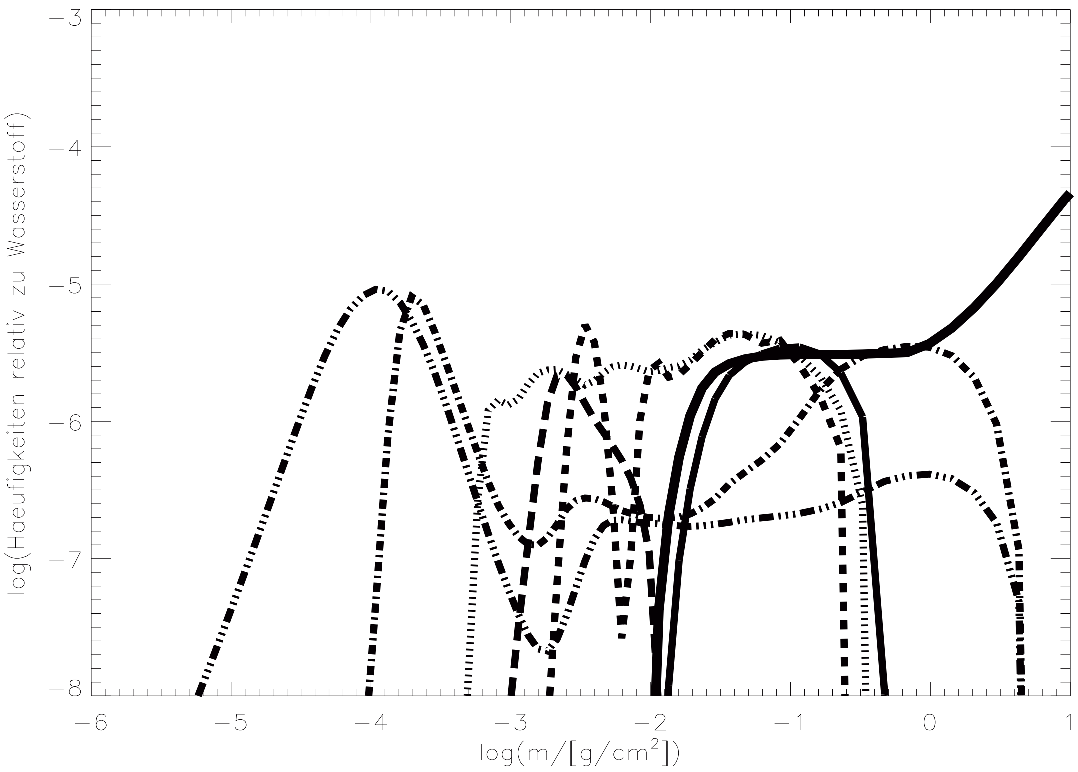

Abbildung A.23: $T_{\mathrm{eff}} = 56\,000\,\mathrm{K}$, log $g = 8.2$, $mi = 0.2482$

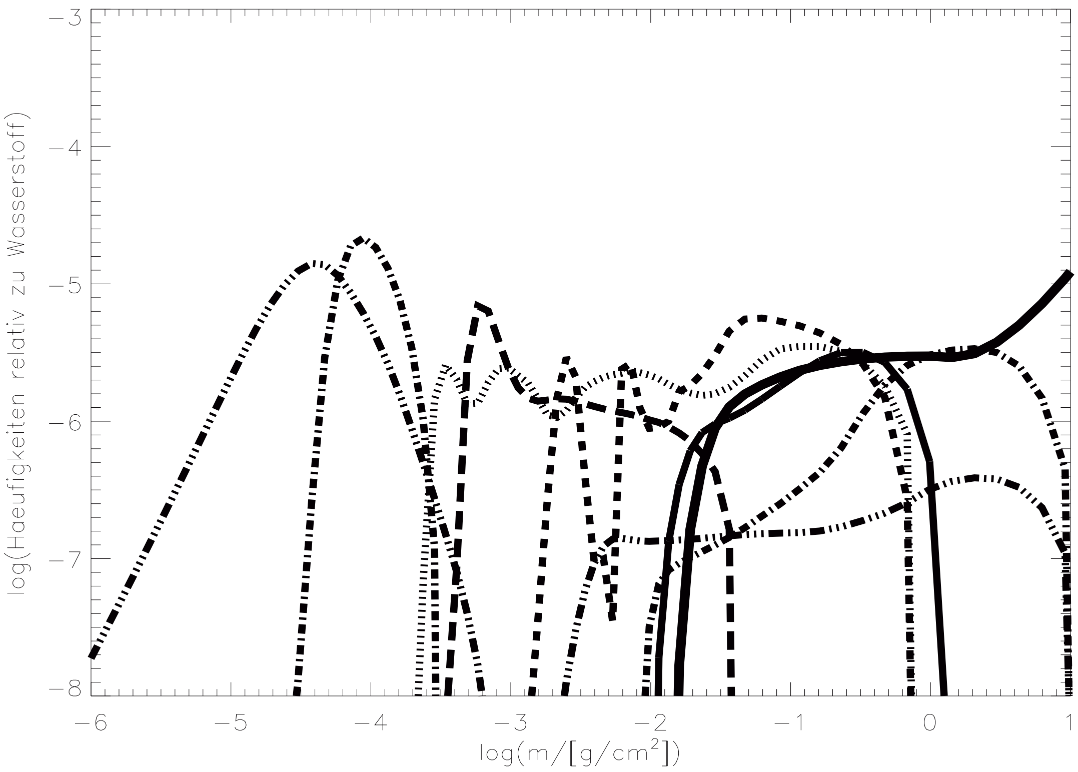

Abbildung A.24: $T_{\text{eff}} = 44\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 7.8$, $mi = 0.2376$

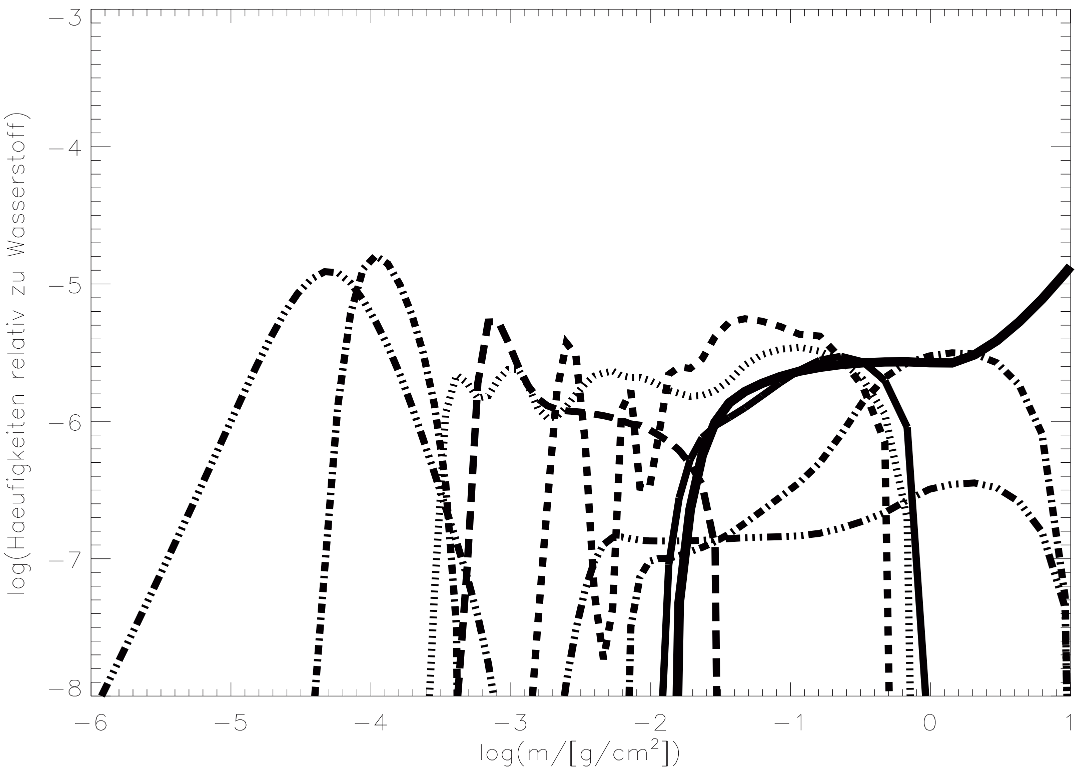

Abbildung A.25: $T_{\text{eff}} = 46\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 7.9$, $mi = 0.2254$

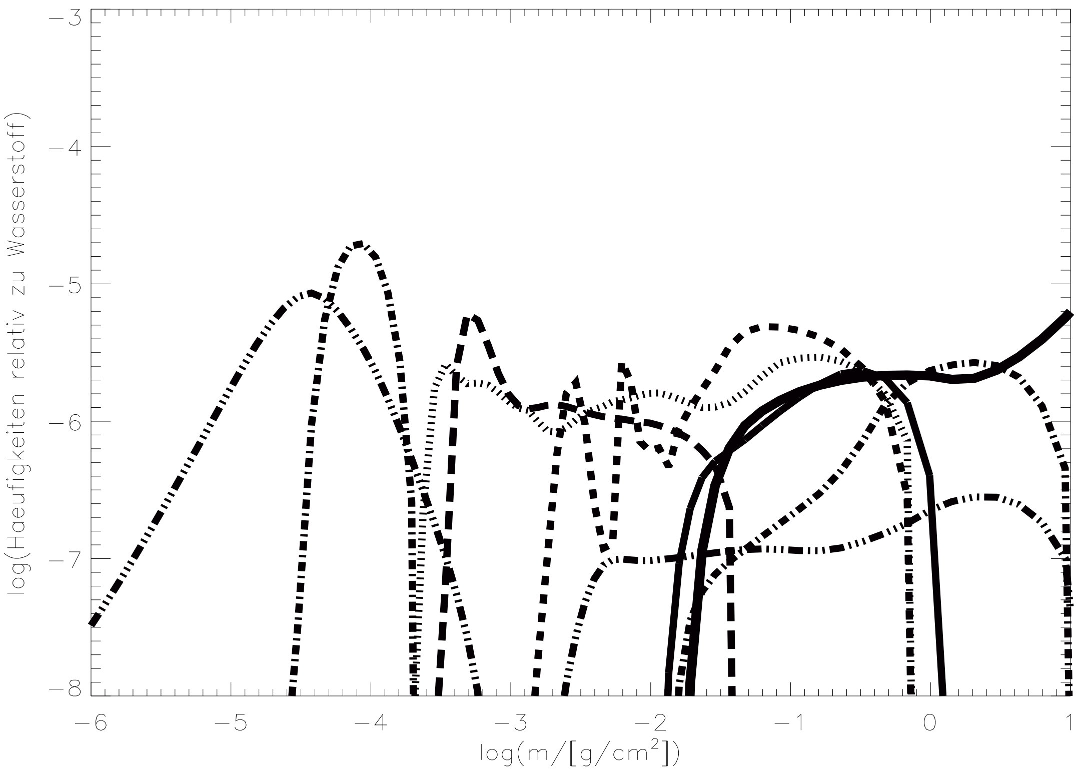

Abbildung A.26: $T_{\mathrm{eff}} = 42\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.8$, $mi = 0.1972$

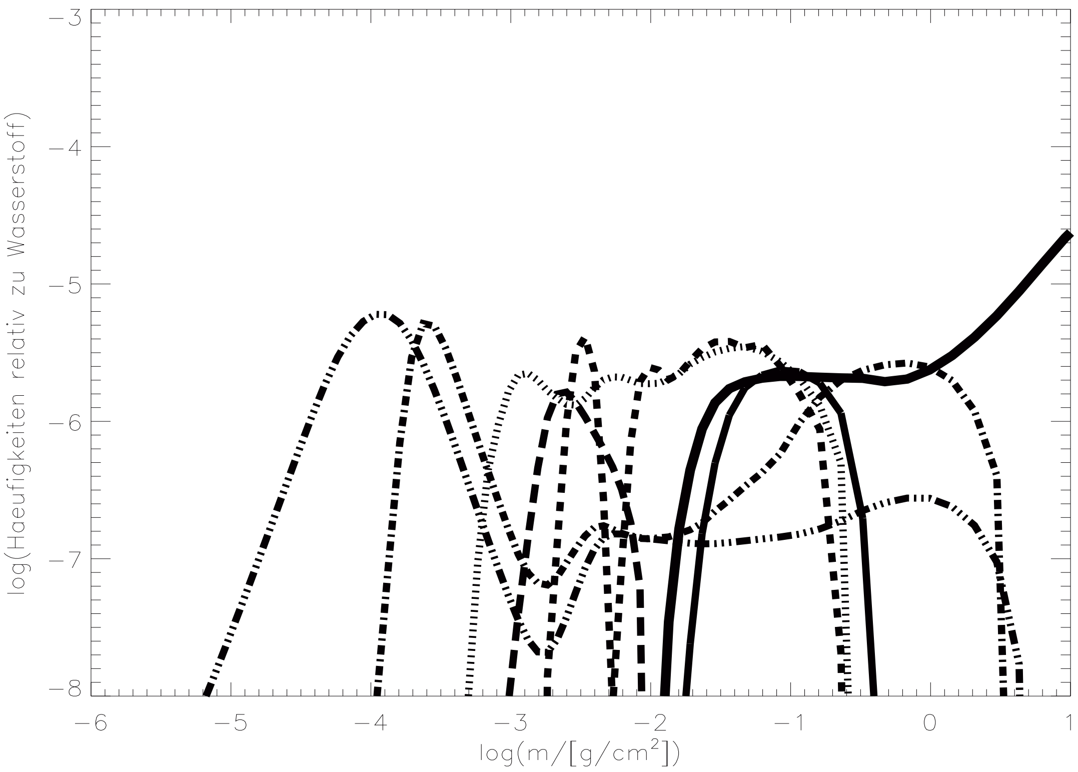

Abbildung A.27: $T_{\mathrm{eff}} = 56\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 8.3$, $mi = 0.1971$

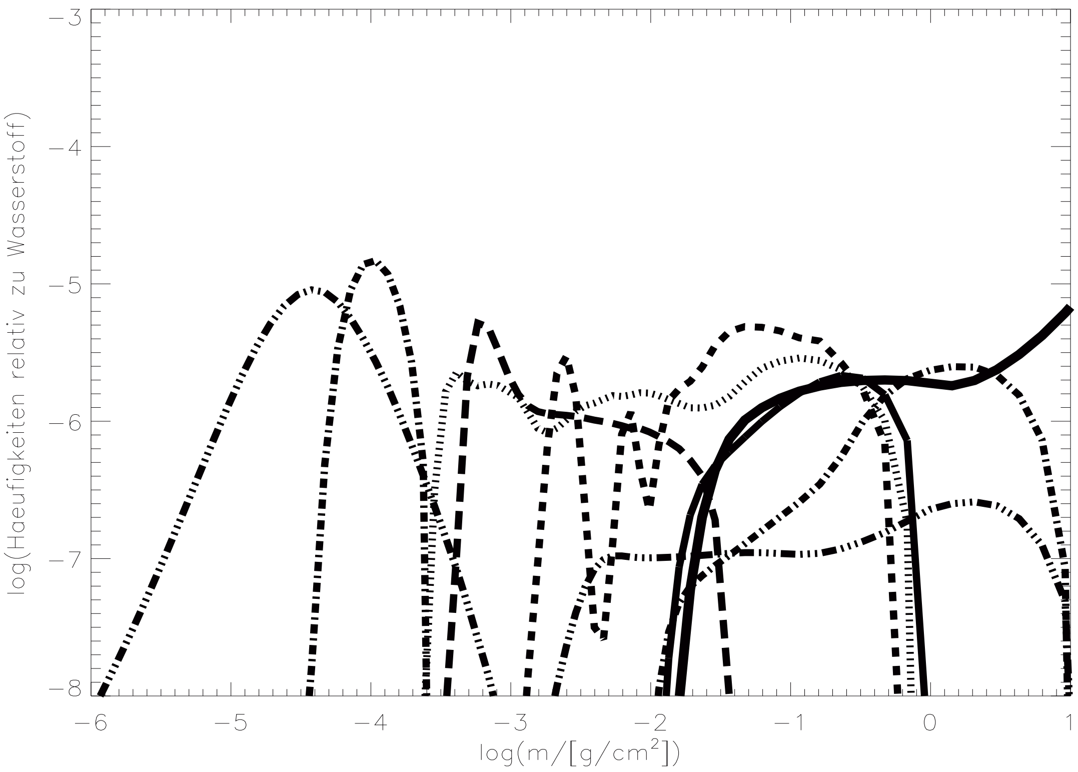

Abbildung A.28: $T_{\text{eff}} = 44\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 7.9$, $mi = 0.1887$

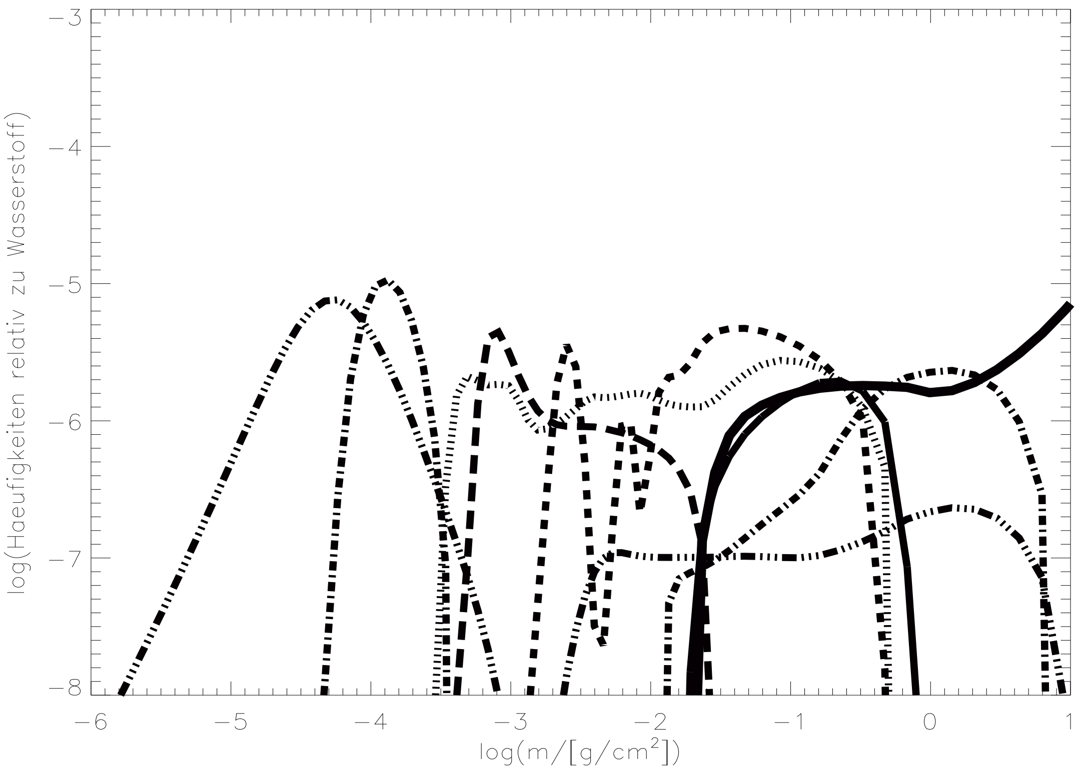

Abbildung A.29: $T_{\text{eff}} = 46\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.0$, $mi = 0.1790$

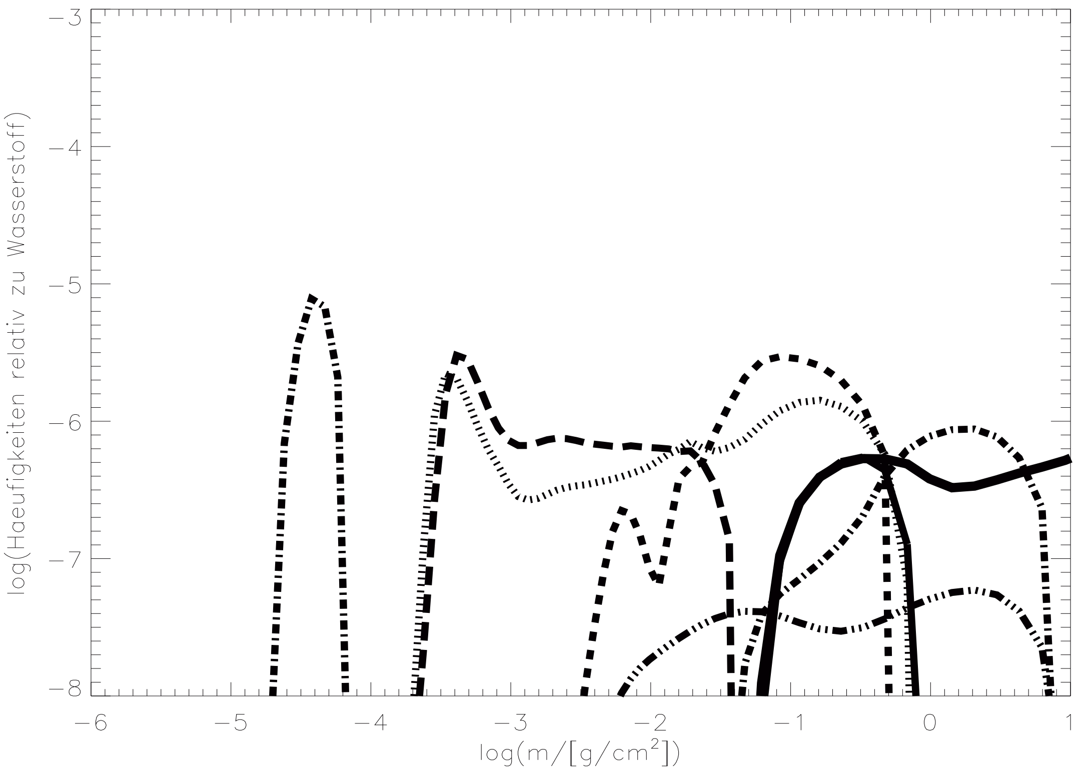

Abbildung A.30: $T_{\mathrm{eff}} = 38\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.9$, $mi = 0.1050$

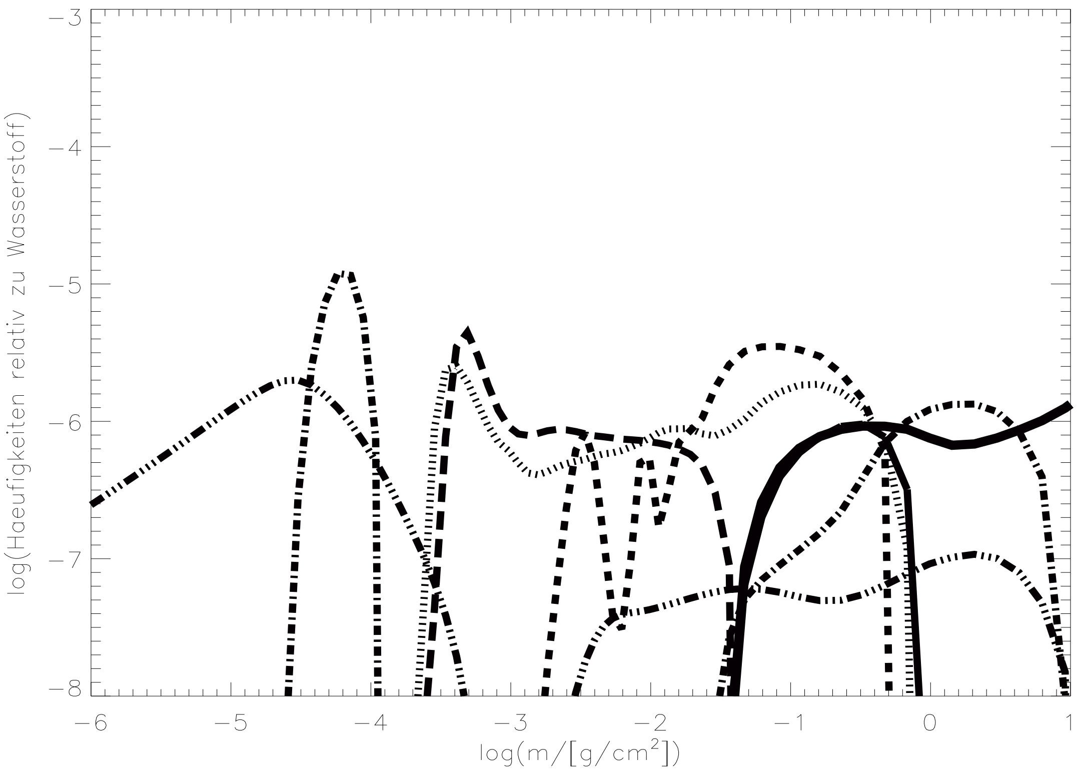

Abbildung A.31: $T_{\mathrm{eff}} = 40\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.9$, $mi = 0.1289$

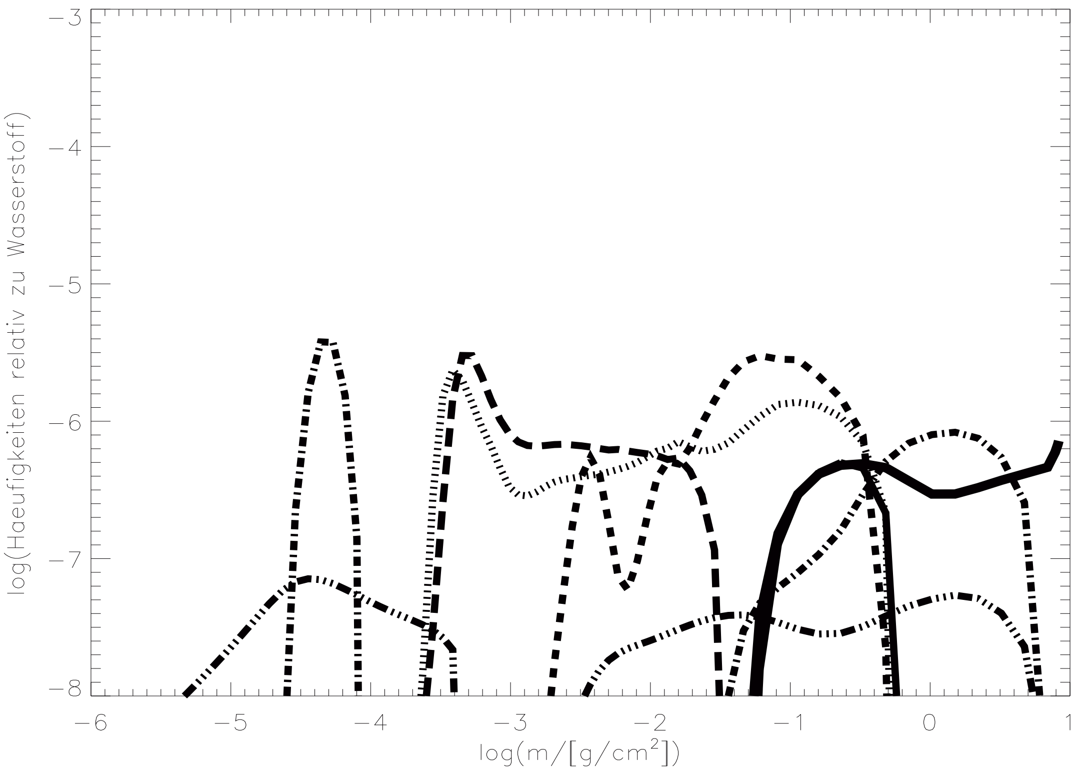

Abbildung A.32: $T_{\rm eff} = 40\,000\,\mathrm{K}$, log $g = 8.0$, $mi = 0.1024$

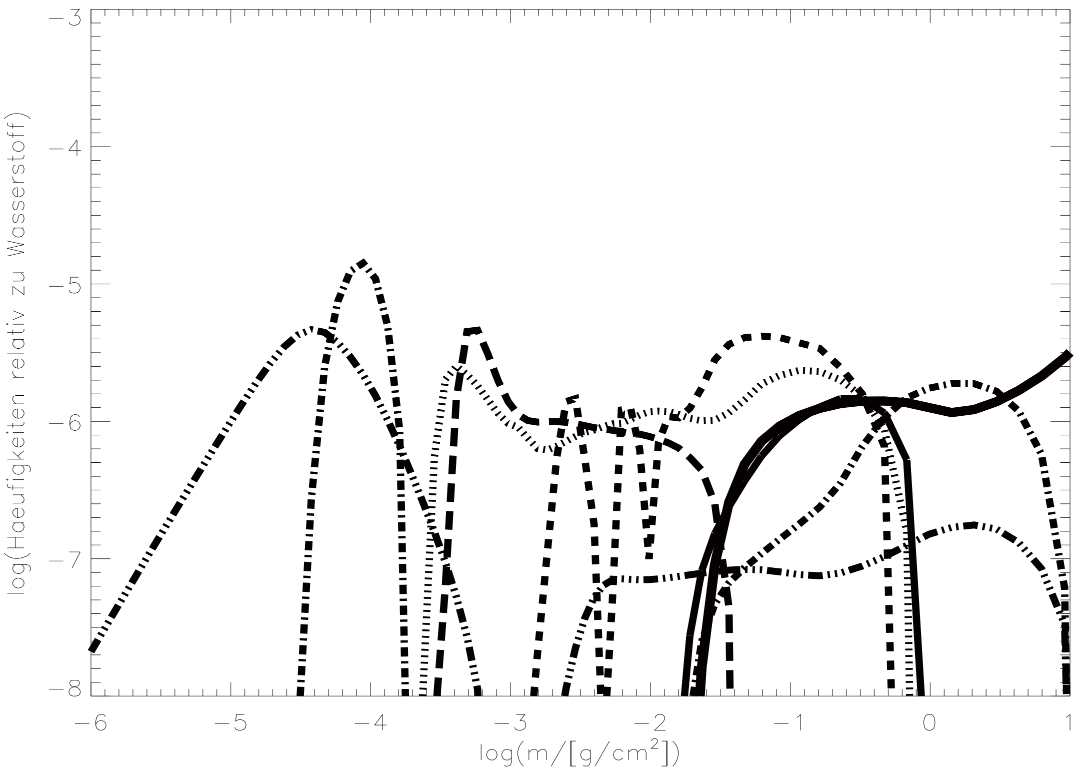

Abbildung A.33: $T_{\rm eff} = 42\,000\,\mathrm{K}$, log $g = 7.9$, $mi = 0.1566$

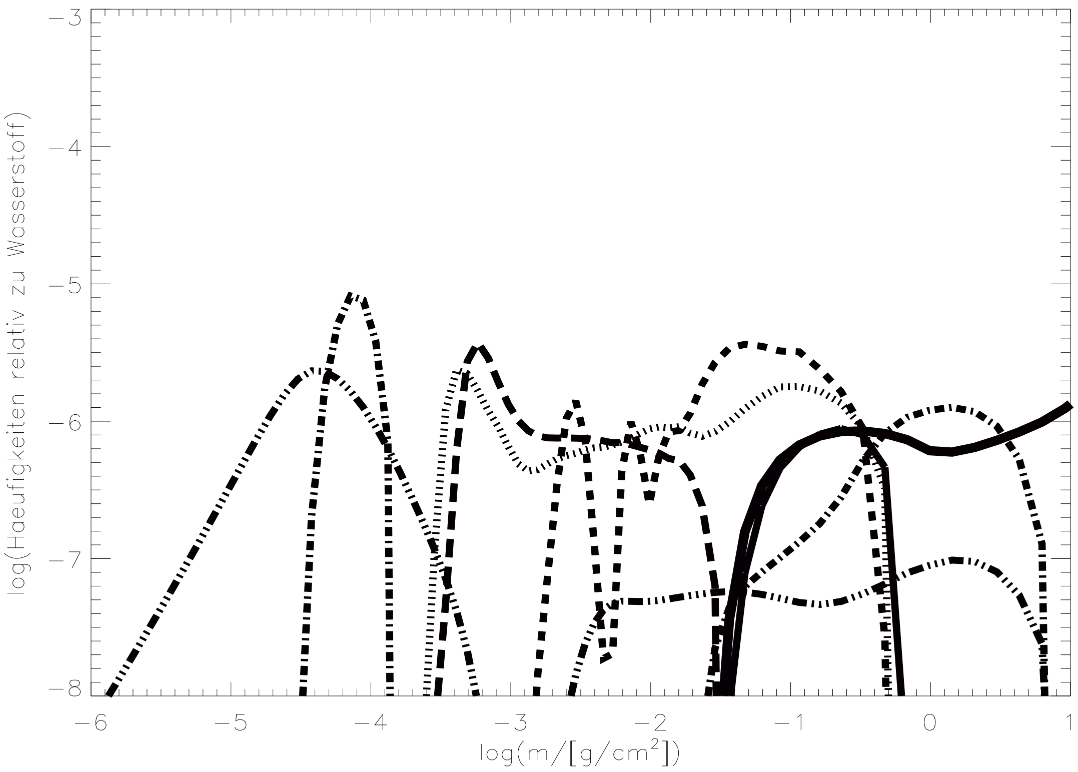

Abbildung A.34: $T_{\rm eff} = 42\,000\,$K, log $g = 8.0$, $mi = 0.1244$

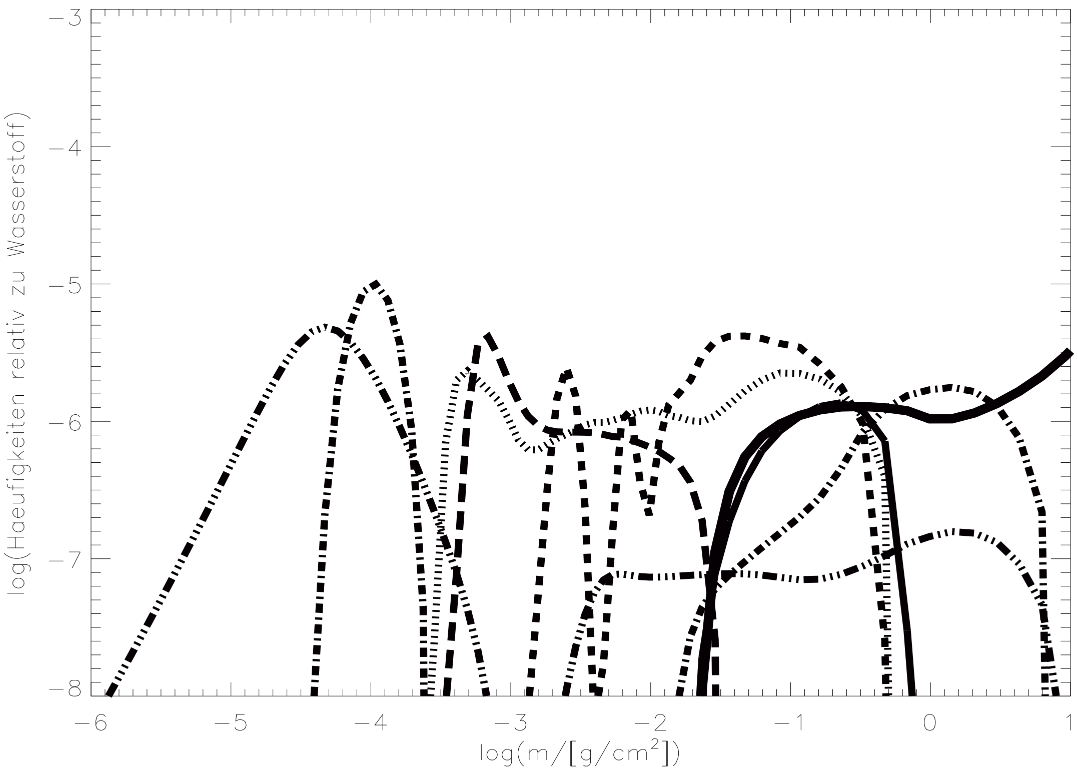

Abbildung A.35: $T_{\rm eff} = 44\,000\,$K, log $g = 8.0$, $mi = 0.1499$

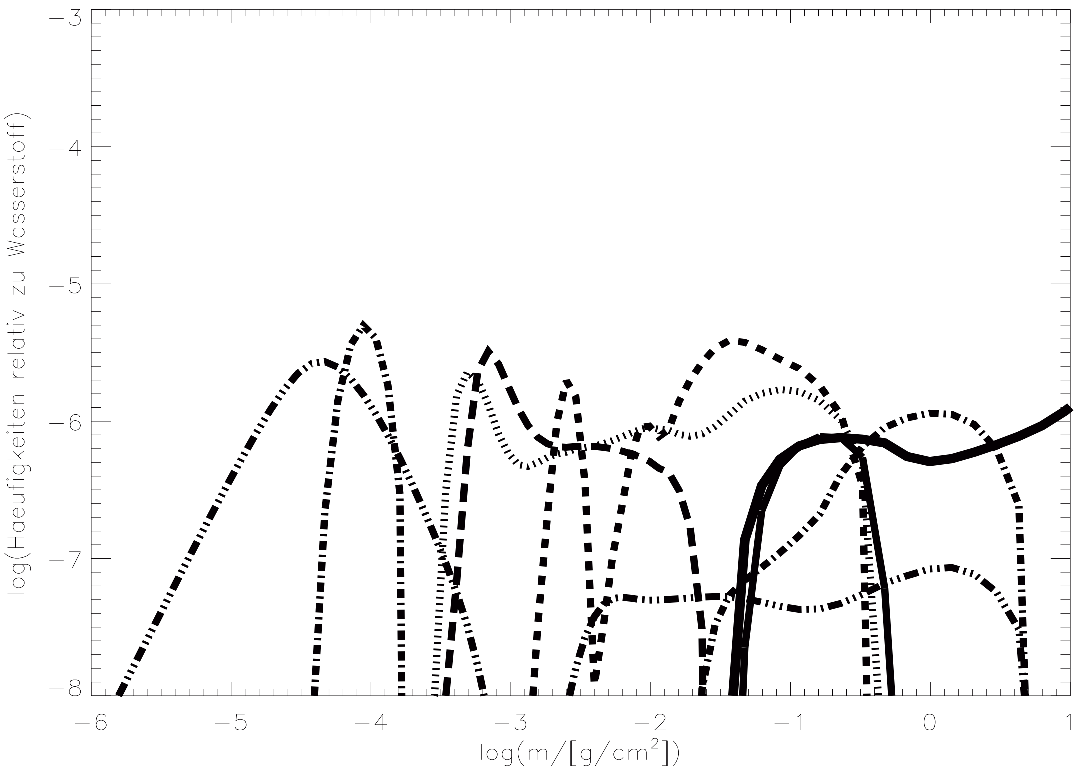

Abbildung A.36: $T_{\rm eff} = 44\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 8.1$, $mi = 0.1190$

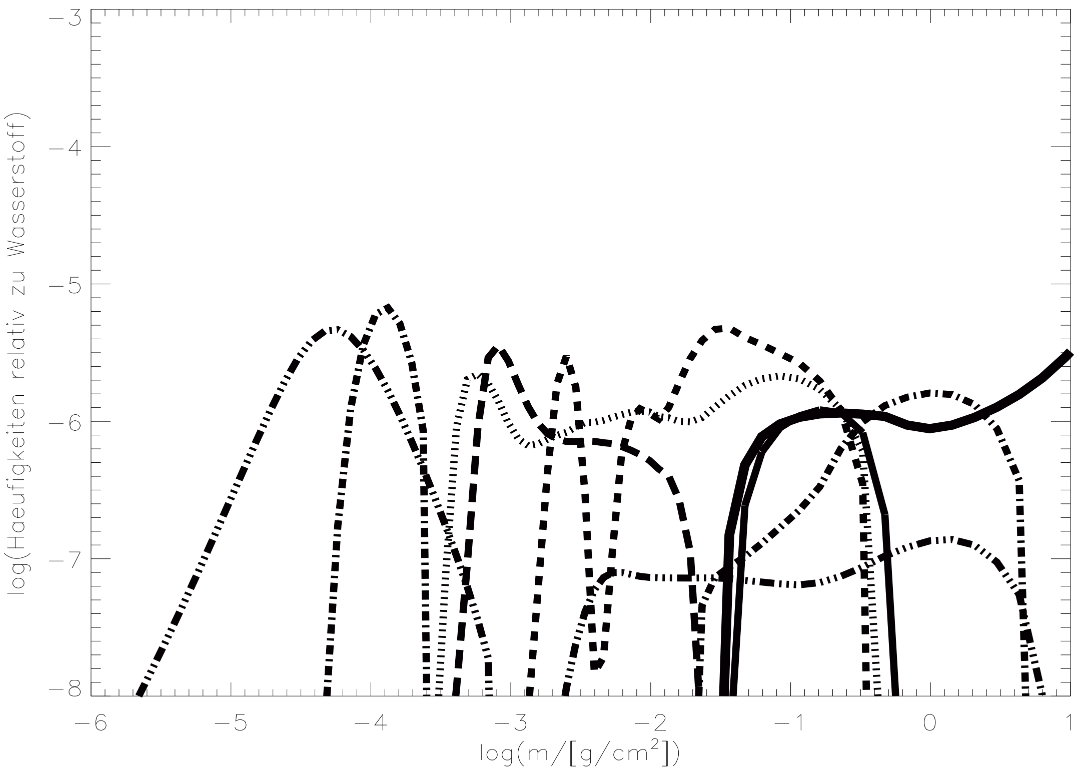

Abbildung A.37: $T_{\rm eff} = 46\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 8.1$, $mi = 0.1422$

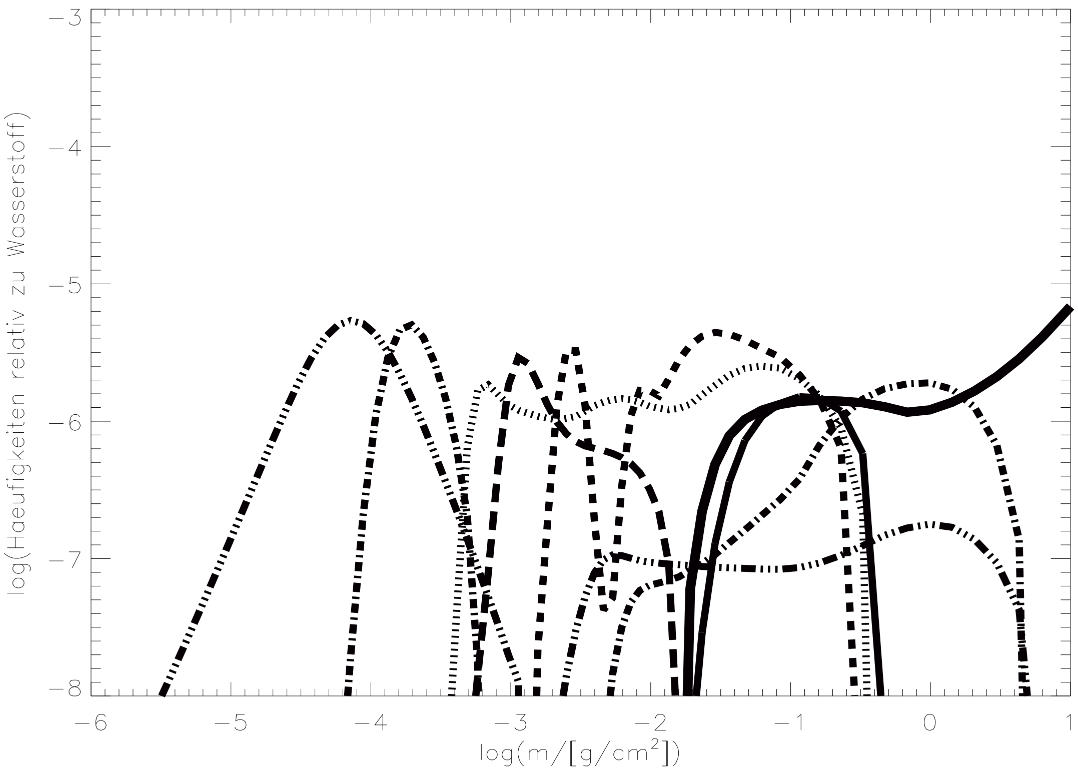

Abbildung A.38: $T_{\text{eff}} = 50\,000\,\text{K}$, log $g = 8.2$, $mi = 0.1577$

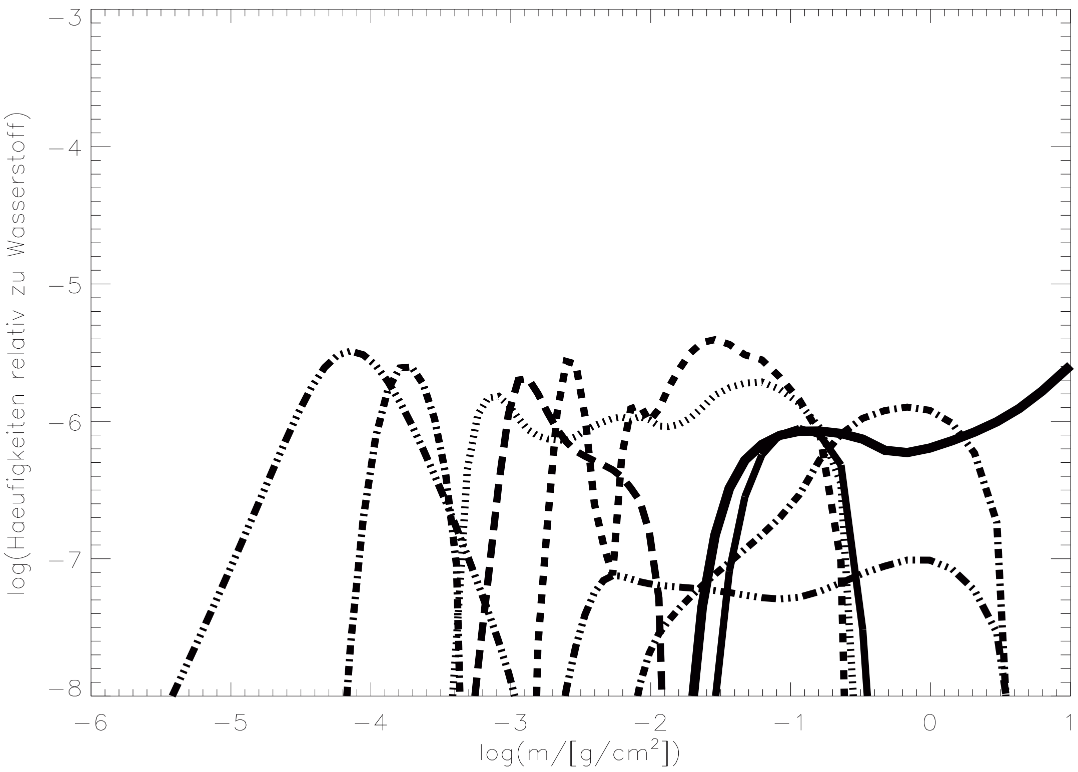

Abbildung A.39: $T_{\text{eff}} = 50\,000\,\text{K}$, log $g = 8.3$, $mi = 0.1252$

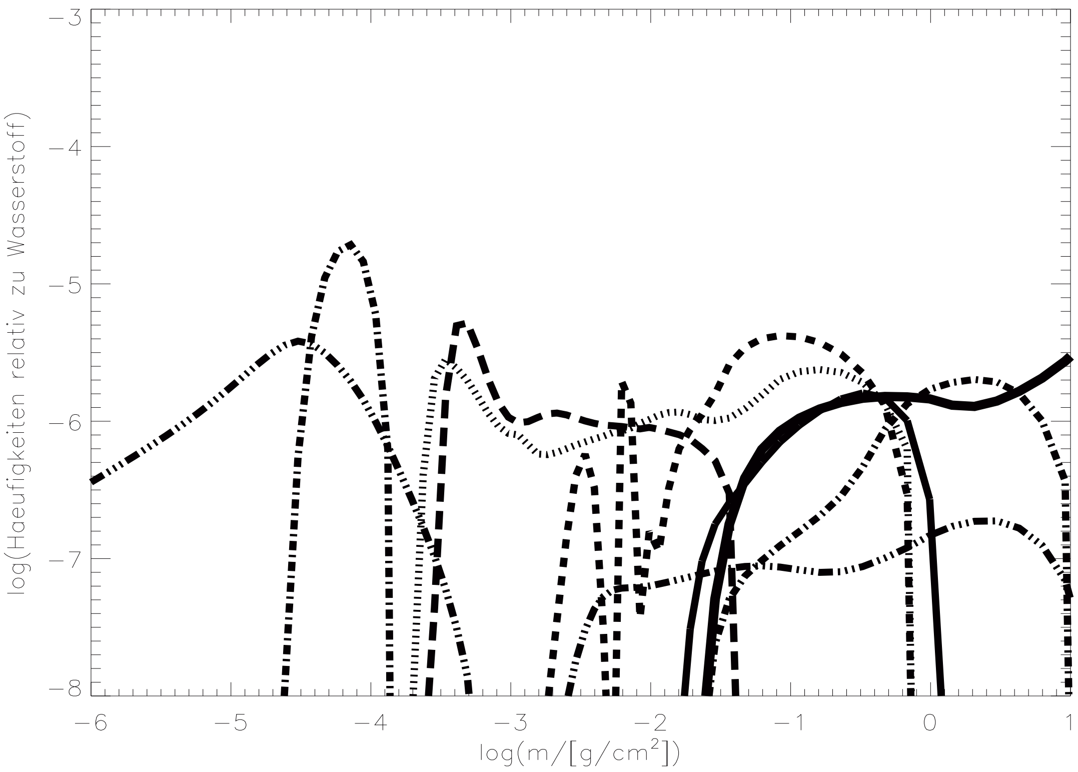

Abbildung A.40: $T_{\mathrm{eff}} = 40\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.8$, $mi = 0.1622$

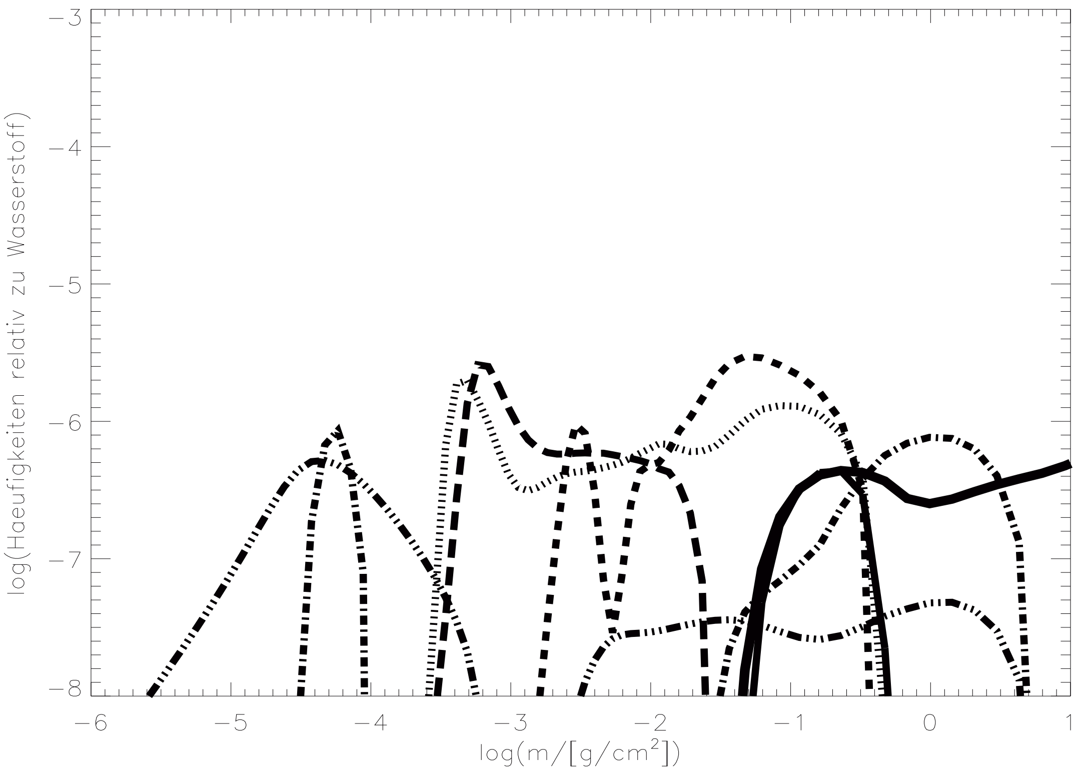

Abbildung A.41: $T_{\mathrm{eff}} = 42\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 8.1$, $mi = 0.0988$

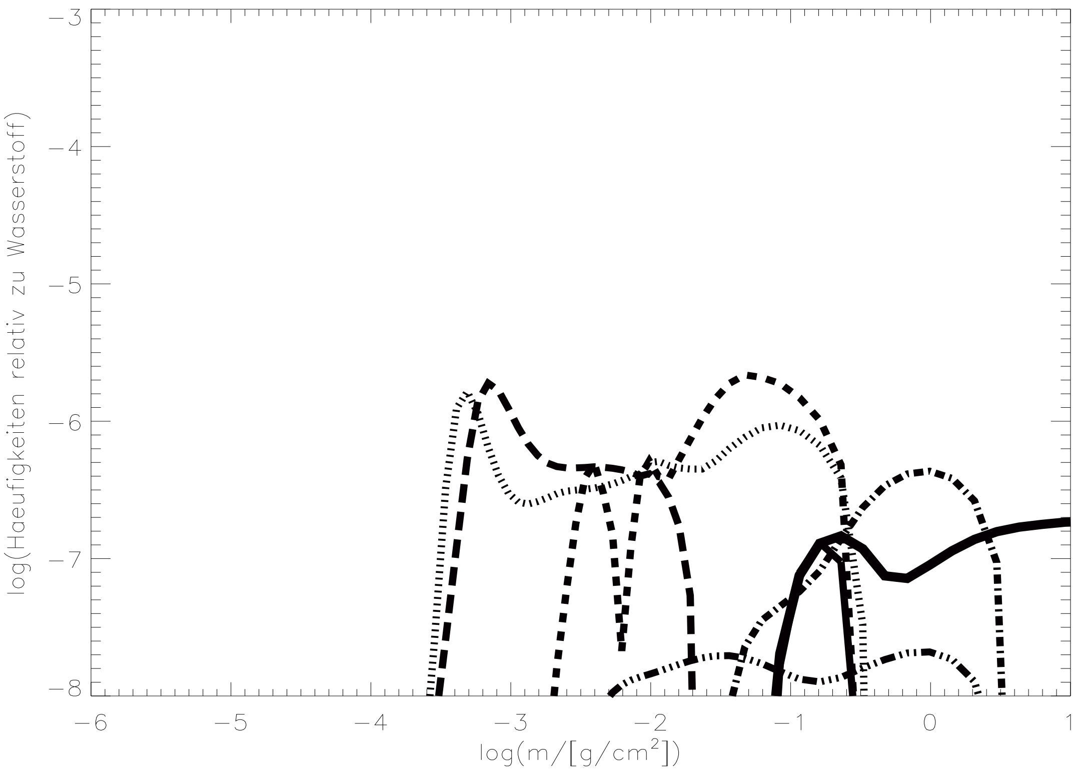

Abbildung A.42: $T_{\text{eff}} = 44\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.2$, $mi = 0.0945$

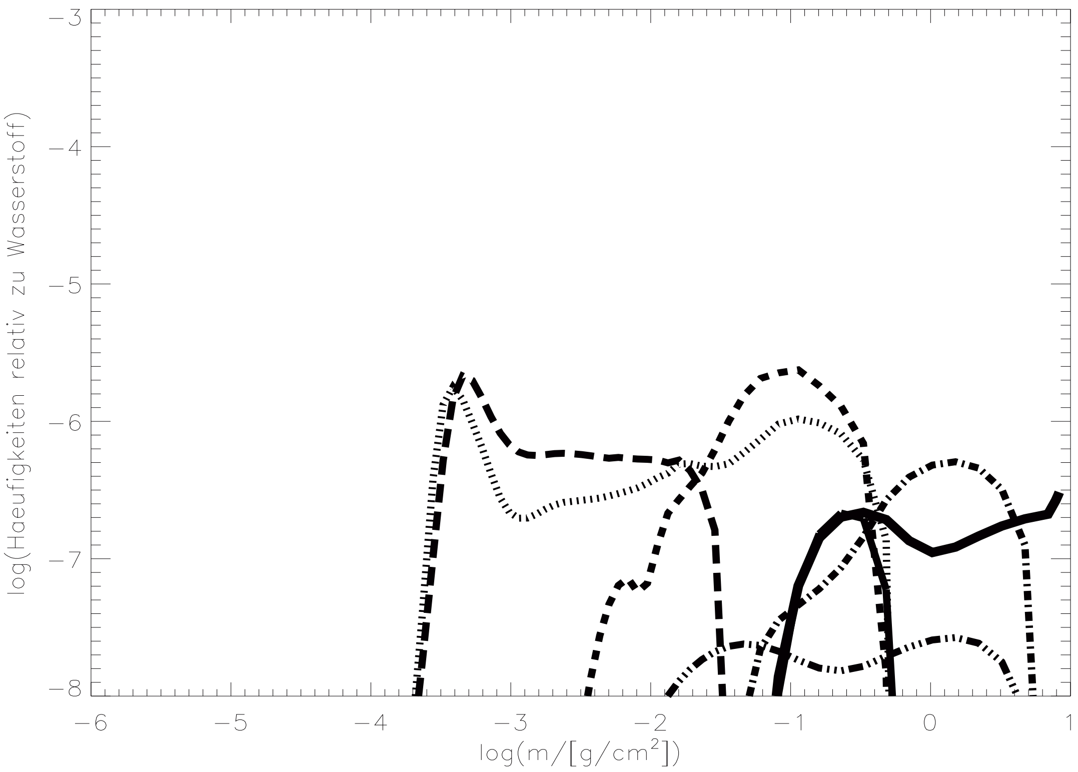

Abbildung A.43: $T_{\text{eff}} = 38\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.0$, $mi = 0.0834$

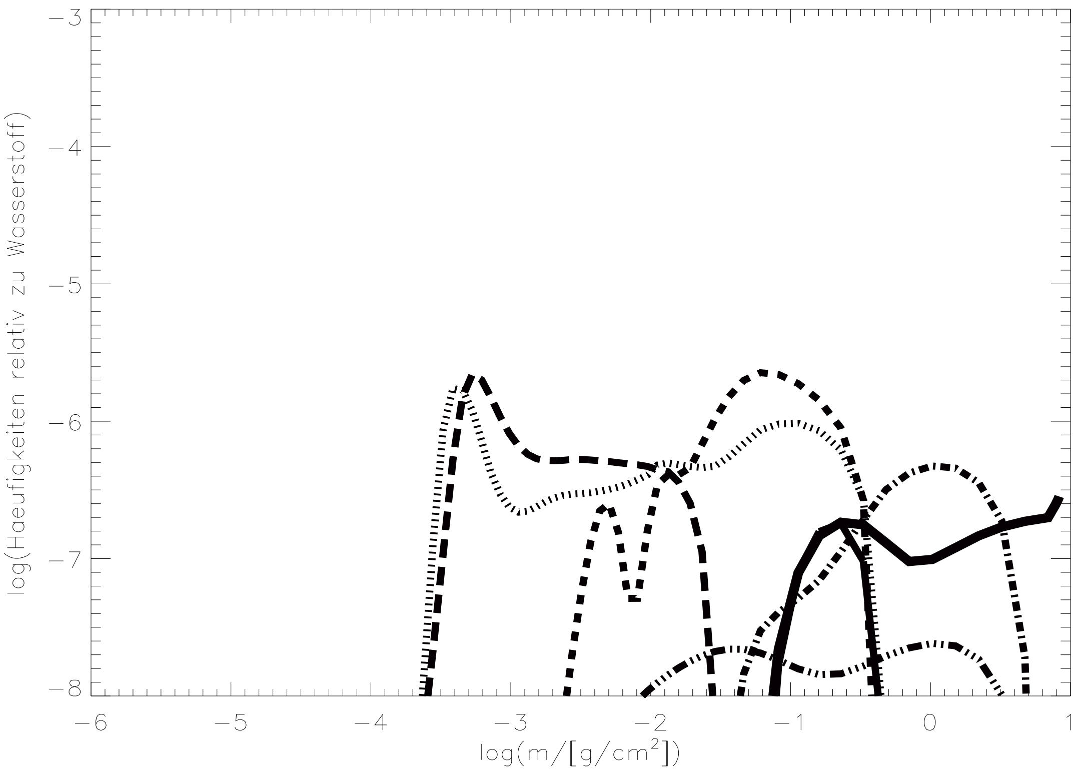

Abbildung A.44: $T_{\text{eff}} = 40\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.1$, $mi = 0.0813$

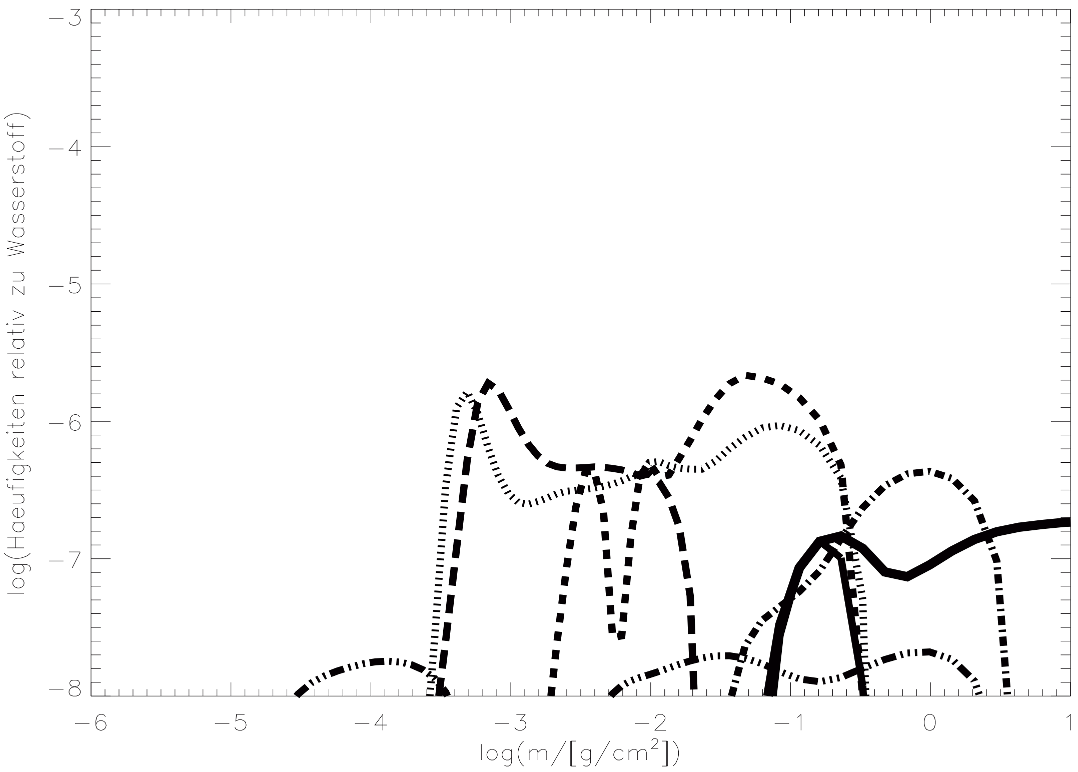

Abbildung A.45: $T_{\text{eff}} = 42\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.2$, $mi = 0.0785$

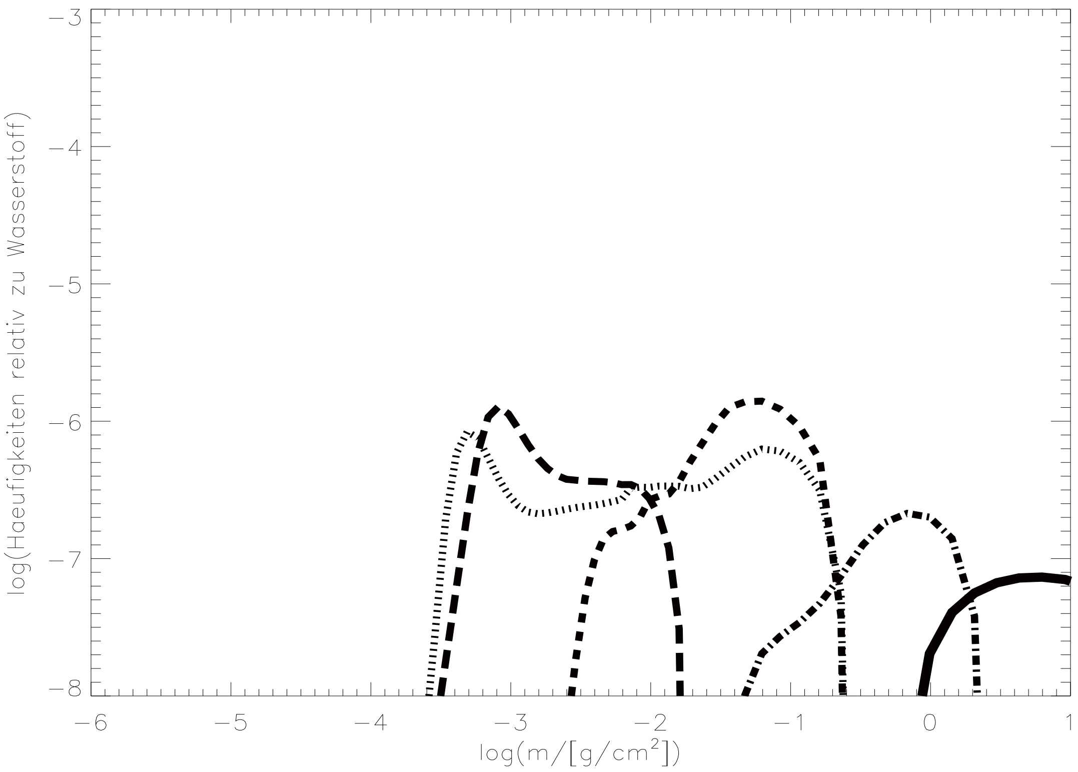

Abbildung A.46: $T_{\mathrm{eff}} = 44\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 8.3$, $mi = 0.0751$

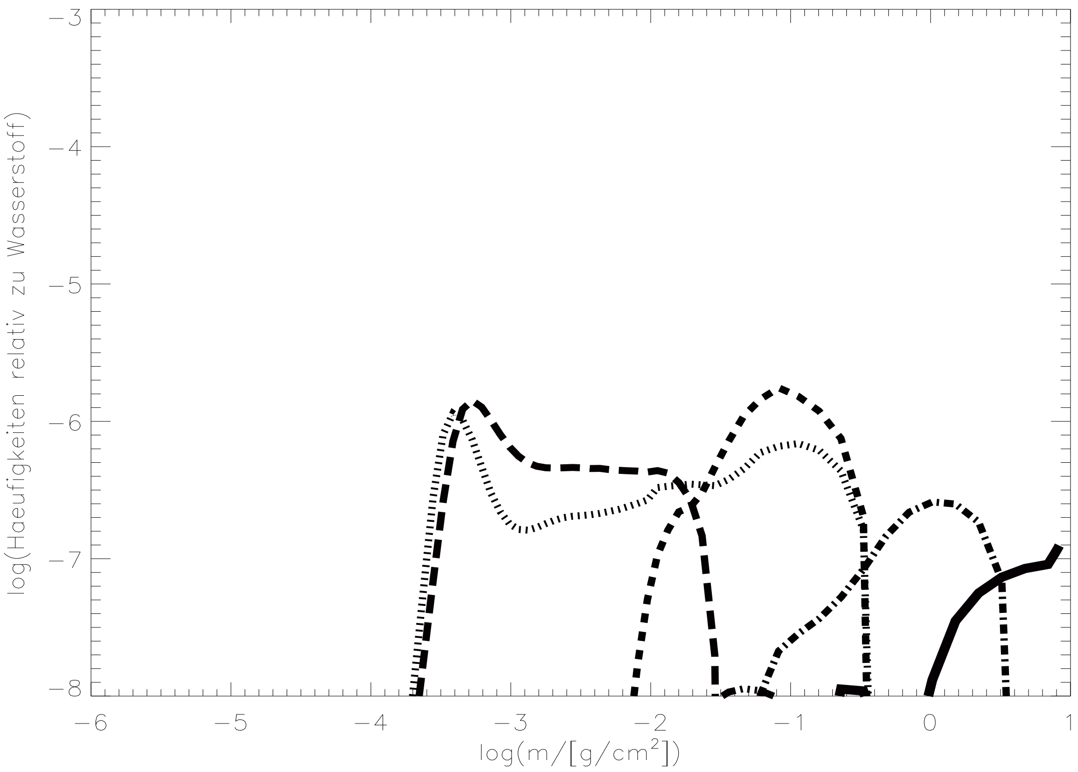

Abbildung A.47: $T_{\mathrm{eff}} = 38\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 8.1$, $mi = 0.0662$

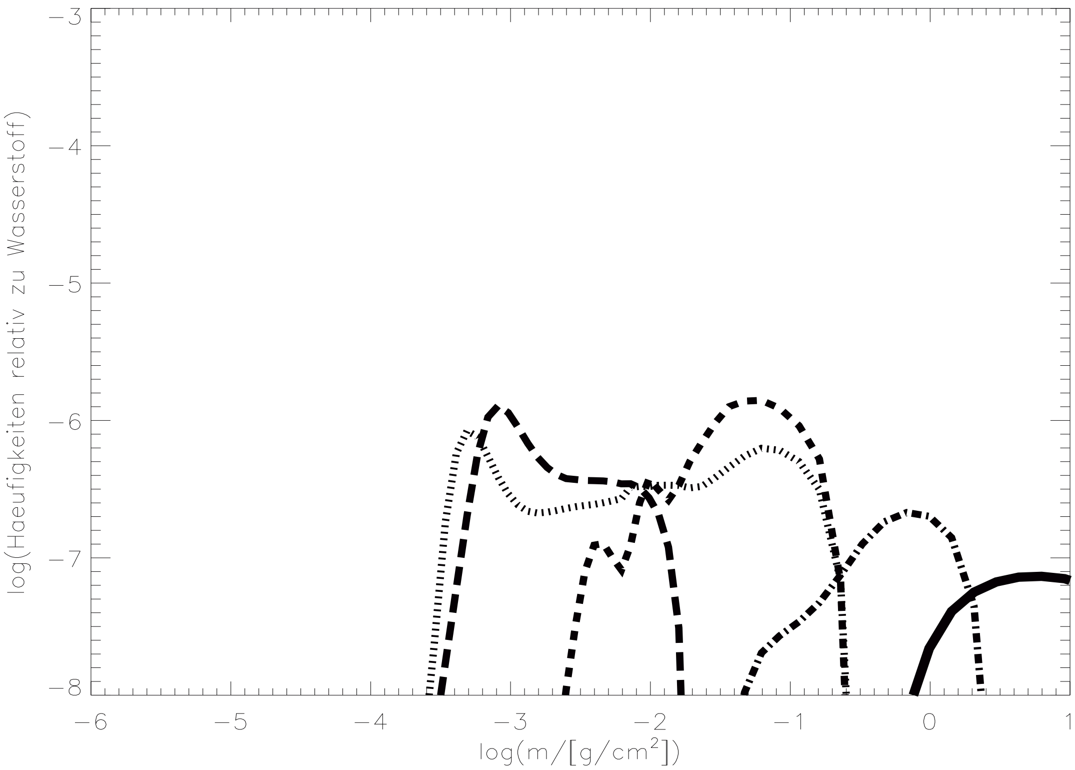

Abbildung A.48: $T_{\mathrm{eff}} = 42\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 8.3$, $mi = 0.0623$

Anhang B

EUV-Beobachtungen im Vergleich mit Modellspektren

Die folgenden Abbildungen zeigen die EUVE-Spektren der Programmsterne. Dargestellt werden nur die Ausschnitte aus dem gesamten Wellenlängenbereich von 70 bis 720 Å, in denen der Objektfluß über dem Rauschen liegt. Gestrichelt eingezeichnet ist der emergente Fluß desjenigen chemisch geschichteten Modells, dessen Parameterkombination die beste Übereinstimmung mit der EUV-Beobachtung zeigt. Die dabei verwendeten interstellaren Säulendichten sind die Werte aus Tabelle 7.1.

Die Abbildungen sind, wie auch in den folgenden Anhängen, nach fallendem Metallindex *mi* der verwendeten Modelle angeordnet.

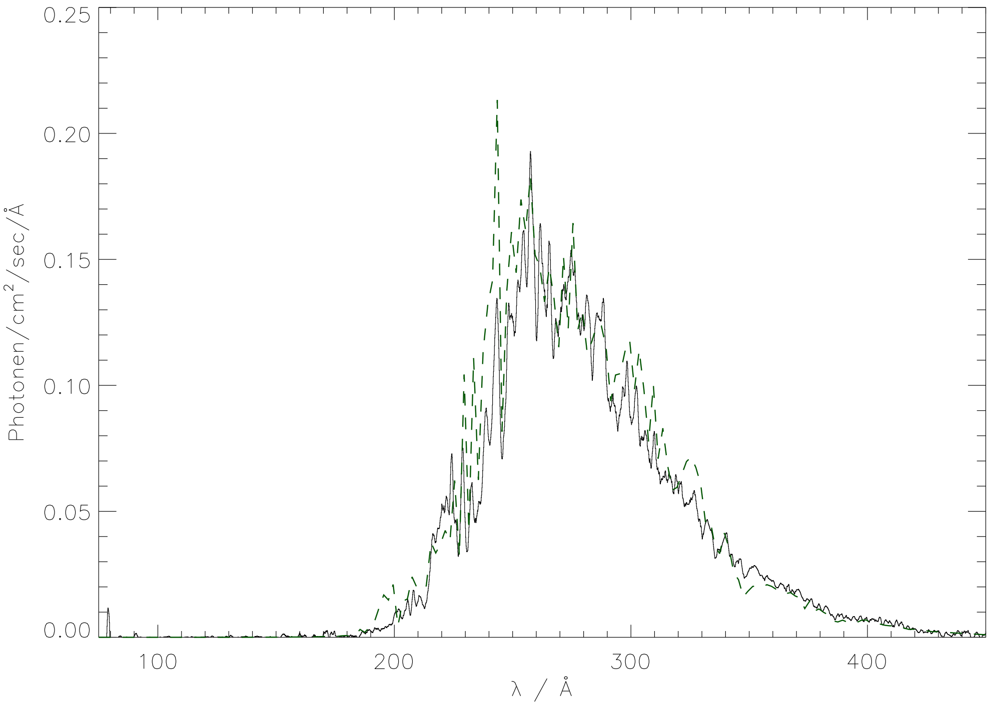

Abbildung B.1: Objekt: RE J0623−37, Modell: $T_{\rm eff} = 61\,000$ K, log $g = 7.2$

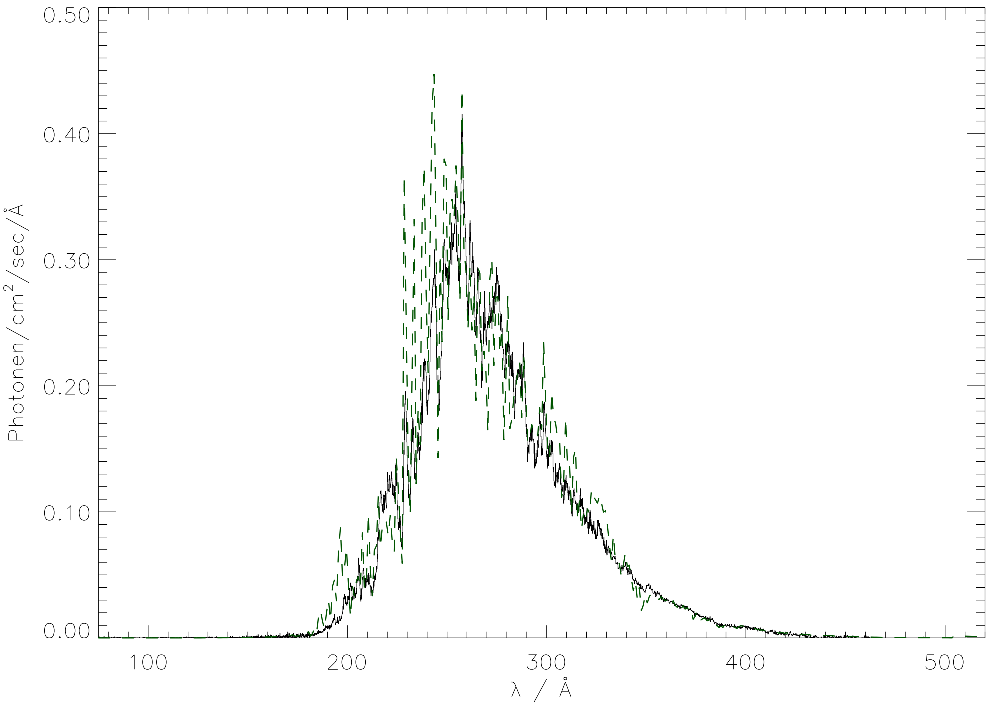

Abbildung B.2: Objekt: RE J2214−49, Modell: $T_{\rm eff} = 66\,000$ K, log $g = 7.4$

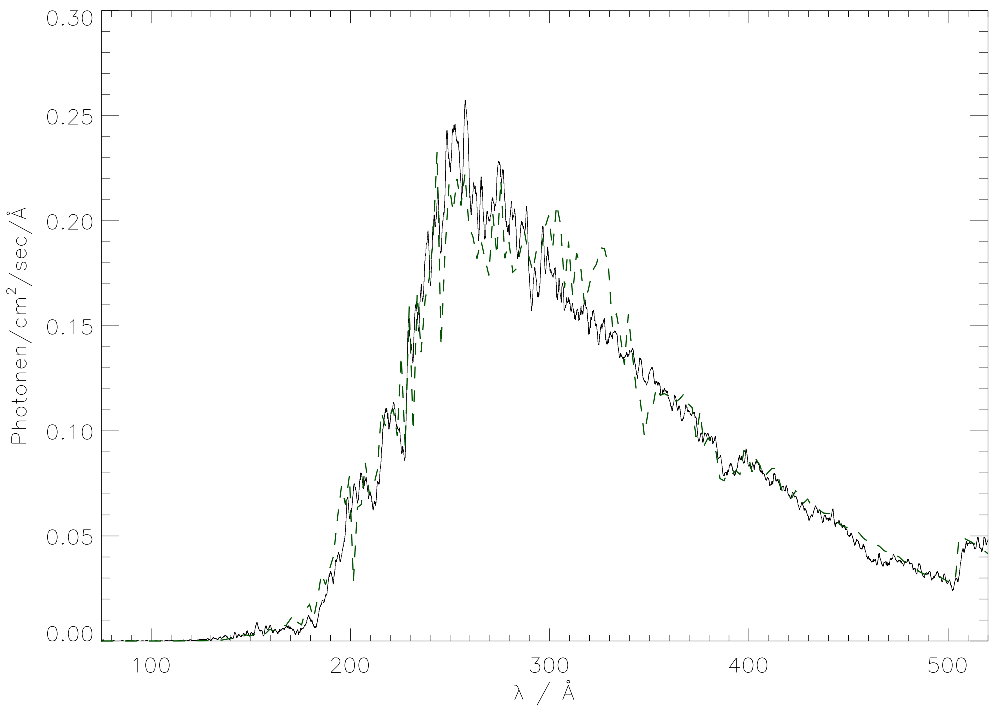

Abbildung B.3: Objekt: MCT 0455−2812, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 66000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.8$

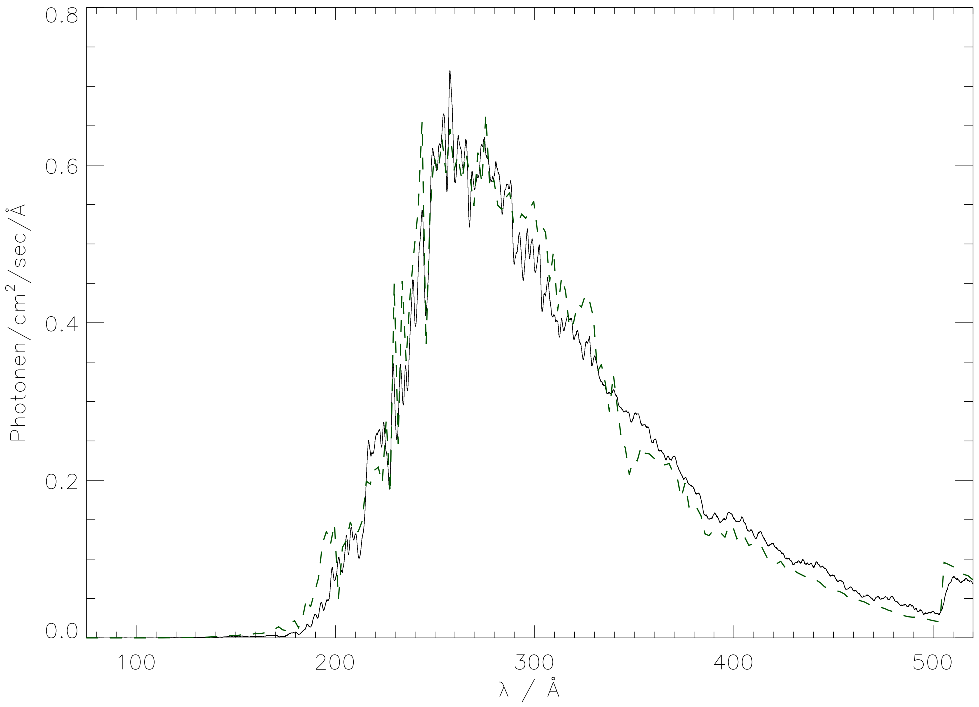

Abbildung B.4: Objekt: G 191-B2B, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 56000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.6$

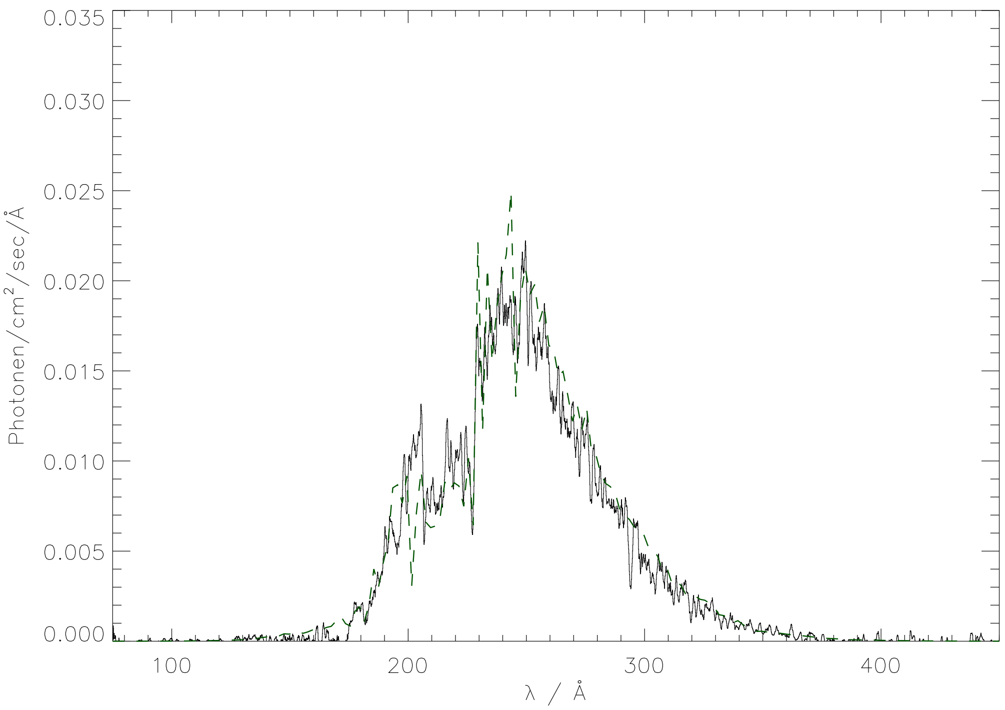

Abbildung B.5: Objekt: MCT 2331−4731, Modell: $T_{\text{eff}} = 56\,000\,\text{K}$, $\log\,g = 7.6$

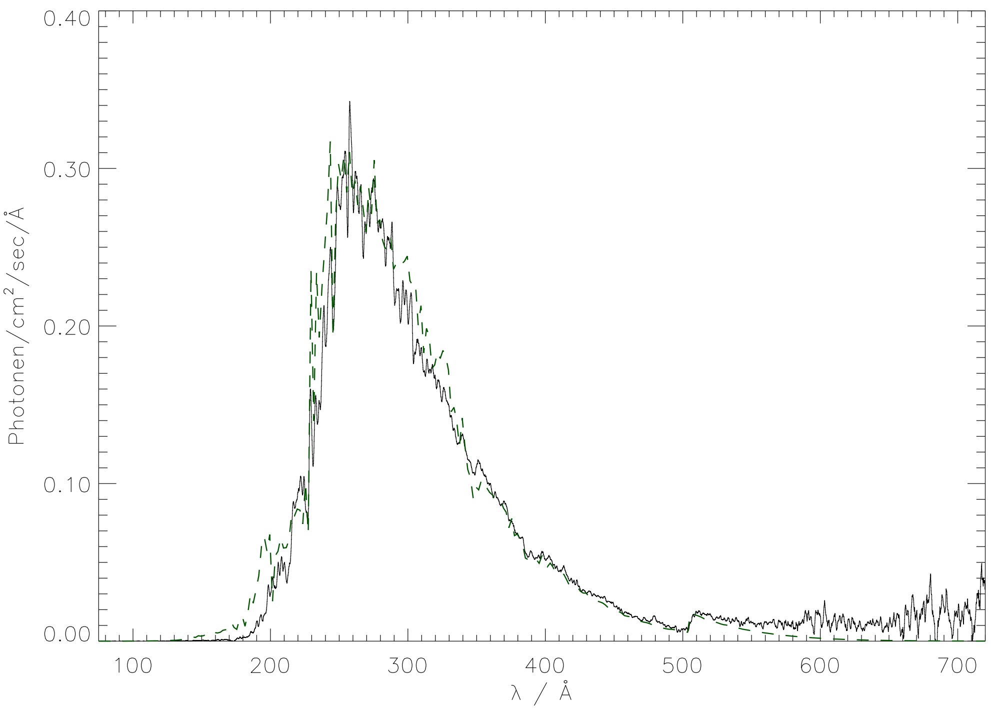

Abbildung B.6: Objekt: Feige 24, Modell: $T_{\text{eff}} = 56\,000\,\text{K}$, $\log\,g = 7.7$

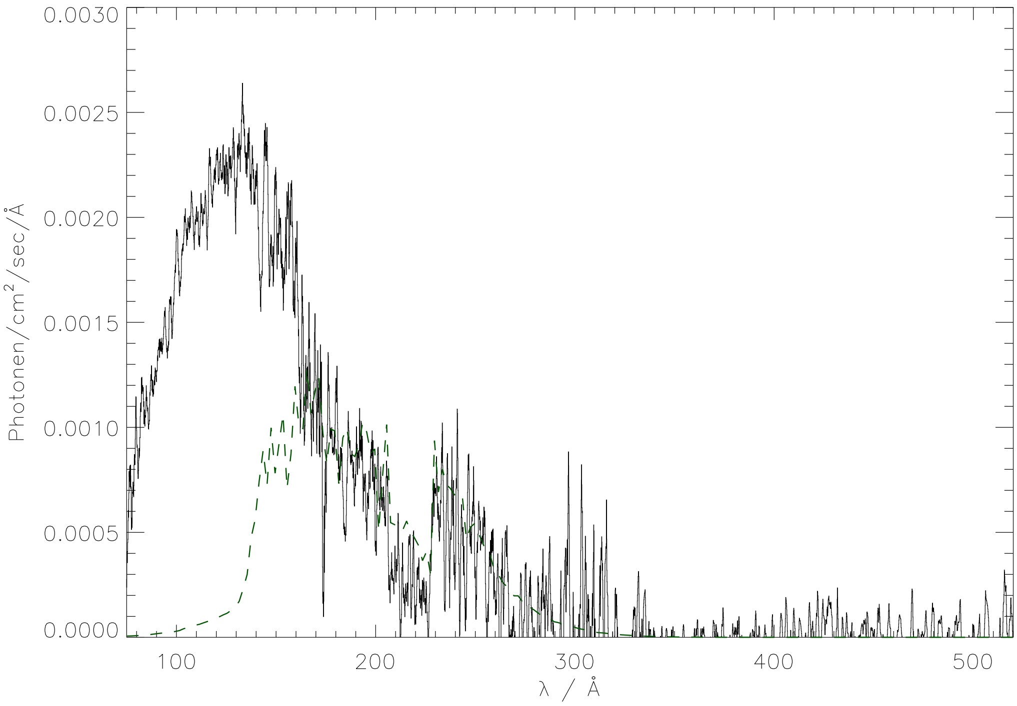

Abbildung B.7: Objekt: LB 1919, Modell: $T_{\rm eff} = 70\,000\,{\rm K}$, $\log\ g = 8.2$

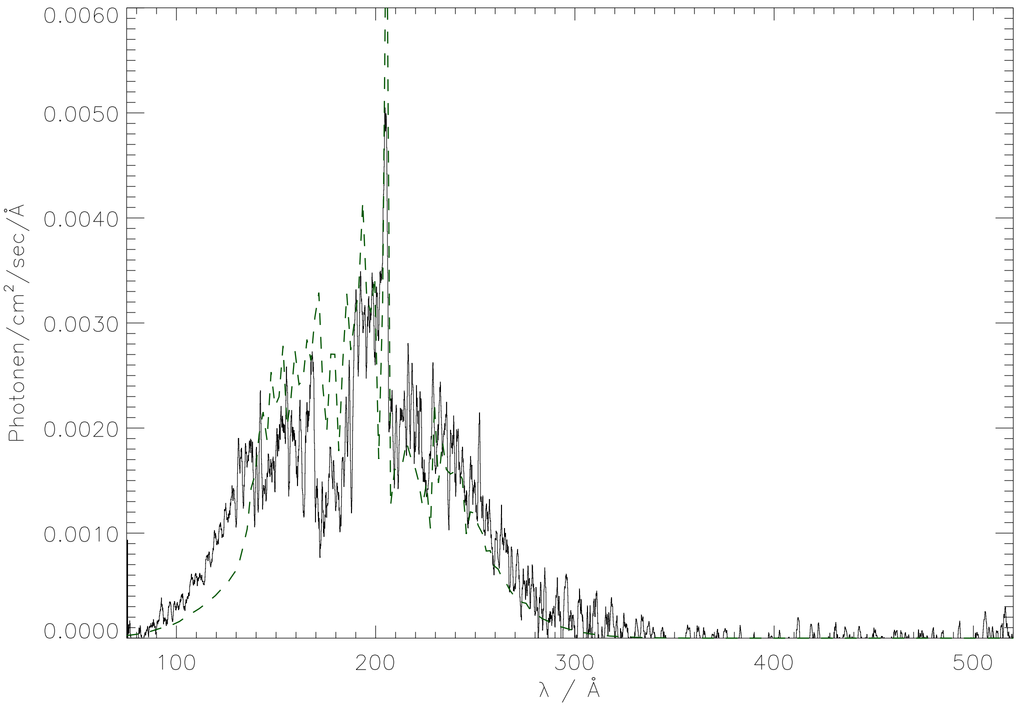

Abbildung B.8: Objekt: PG 1123+189, Modell: $T_{\rm eff} = 54\,000\,{\rm K}$, $\log\ g = 7.9$

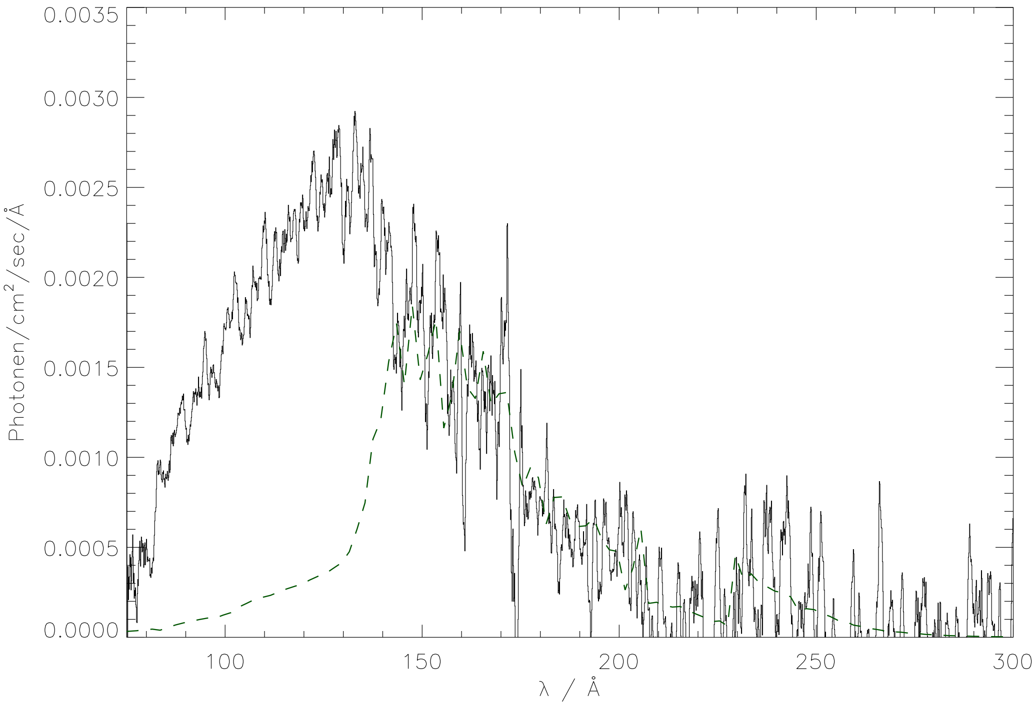

Abbildung B.9: Objekt: MCT 0027−6341, Modell: $T_{\rm eff} = 64\,000\,$K, $\log\ g = 8.2$

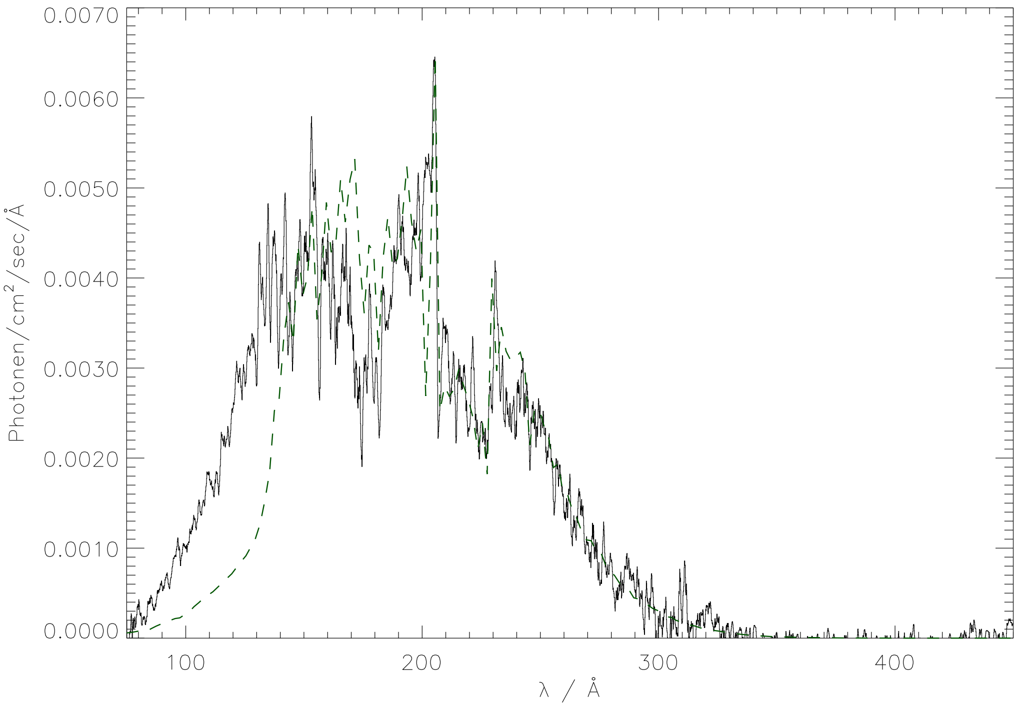

Abbildung B.10: Objekt: PG 1234+482, Modell: $T_{\rm eff} = 56\,000\,$K, $\log\ g = 8.1$

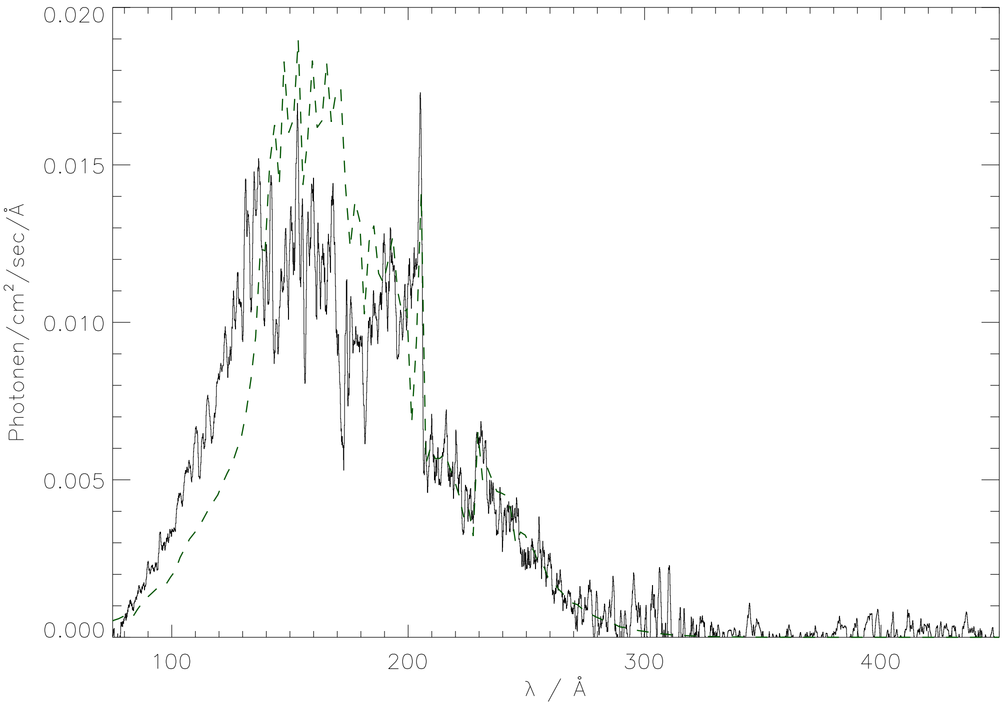

Abbildung B.11: Objekt: GD 246, Modell: $T_{\text{eff}} = 56000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.2$

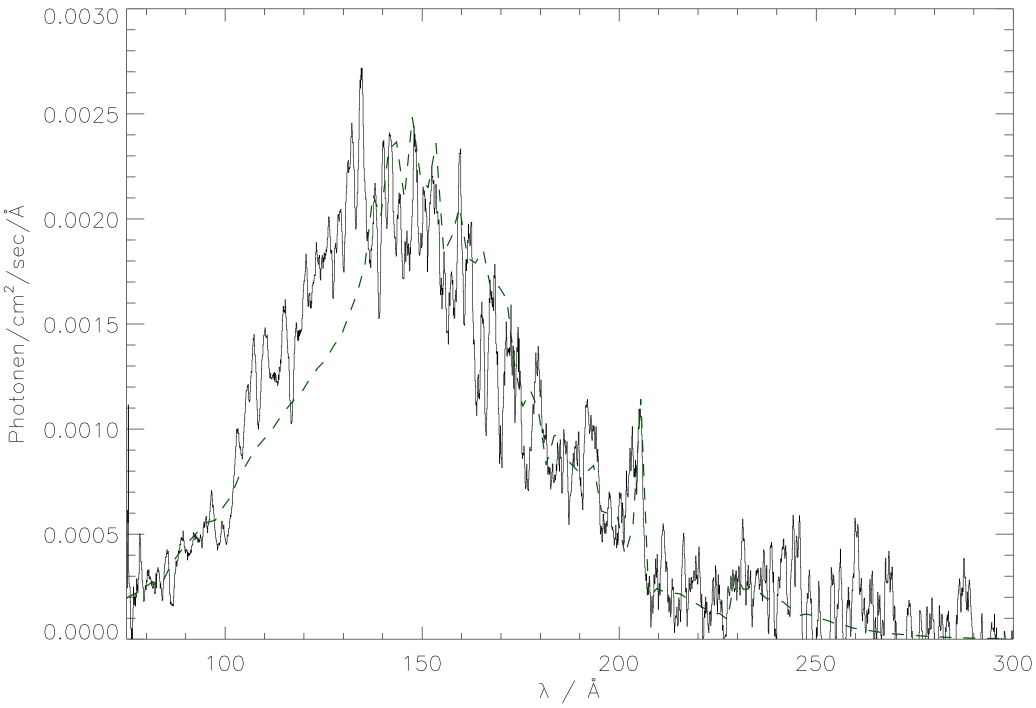

Abbildung B.12: Objekt: GD 984, Modell: $T_{\text{eff}} = 50000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.1$

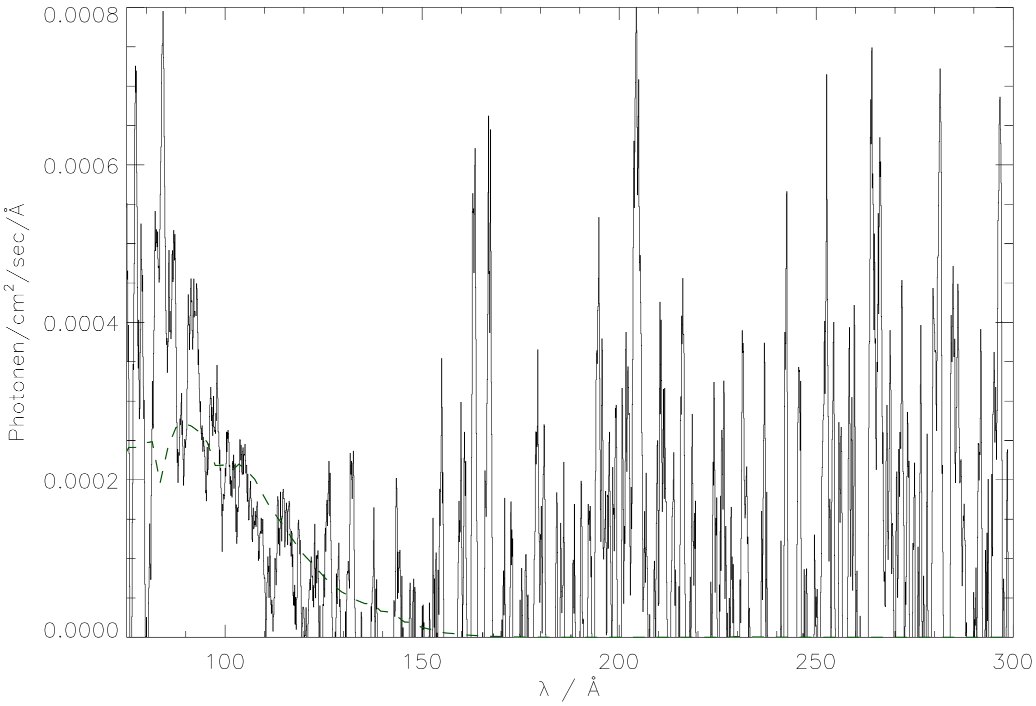

Abbildung B.13: Objekt: Lanning 23, Modell: $T_{\rm eff} = 56\,000\,$K, log $g = 8.3$

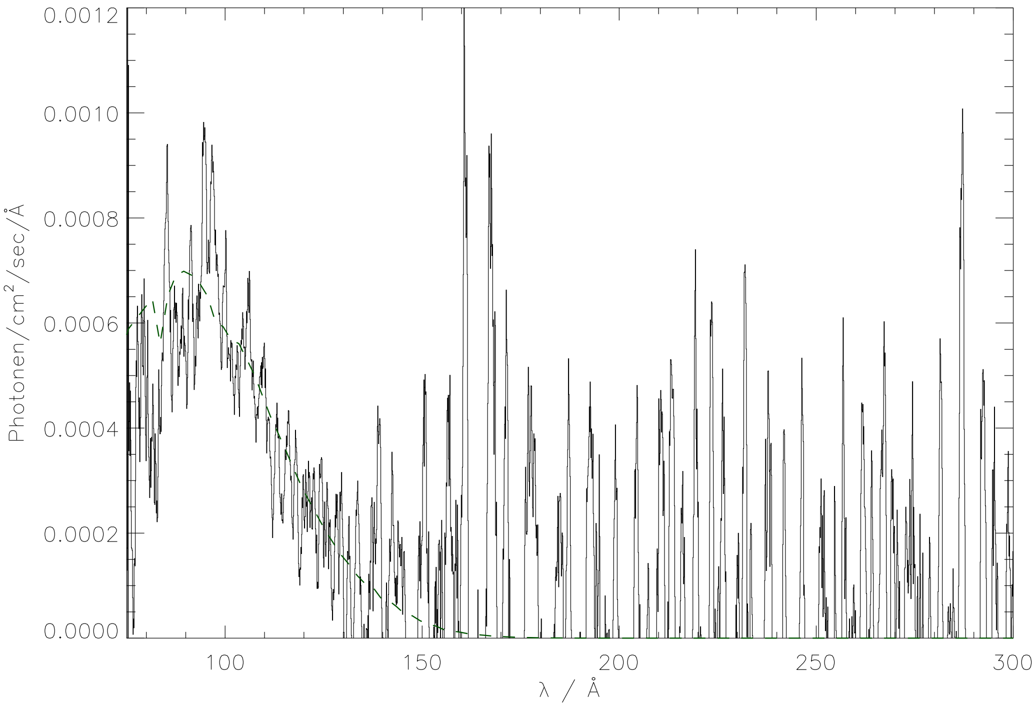

Abbildung B.14: Objekt: GD 2, Modell: $T_{\rm eff} = 50\,000\,$K, log $g = 8.3$

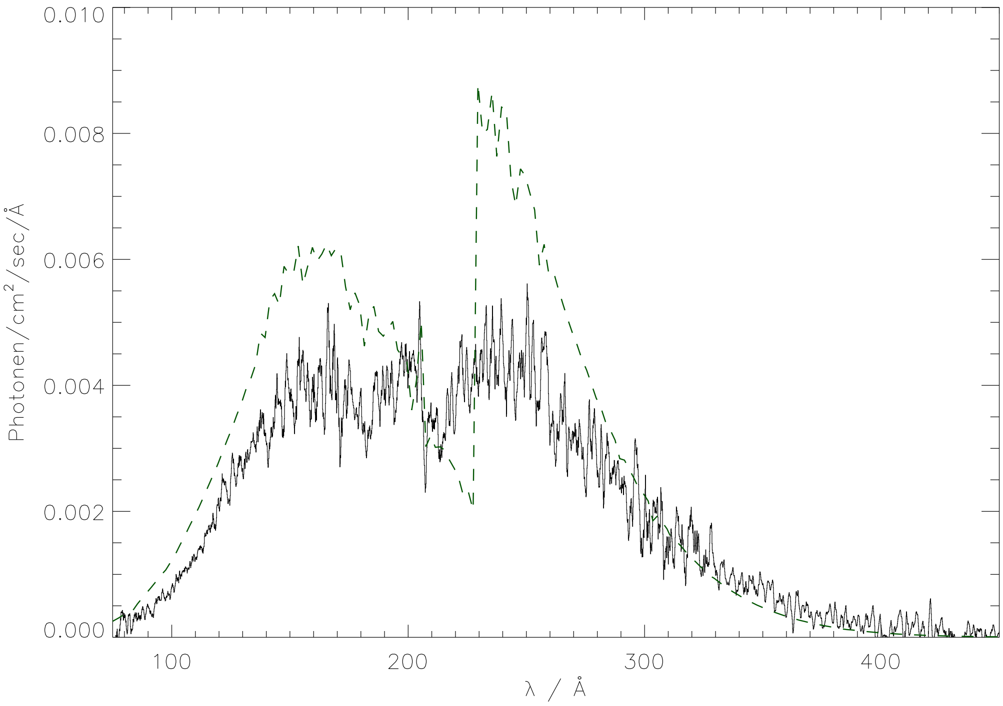

Abbildung B.15: Objekt: GD 394, Modell: $T_{\rm eff} = 40\,000\,\rm K$, $\log\ g = 7.9$

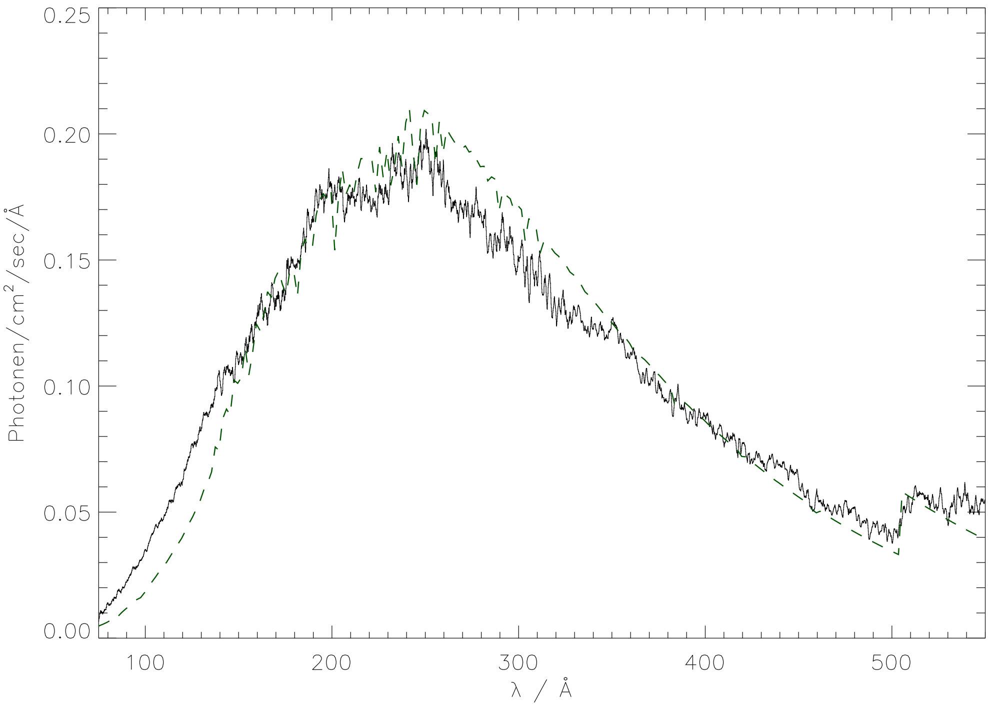

Abbildung B.16: Objekt: HZ 43 A, Modell: $T_{\rm eff} = 50\,000\,\rm K$, $\log\ g = 8.3$

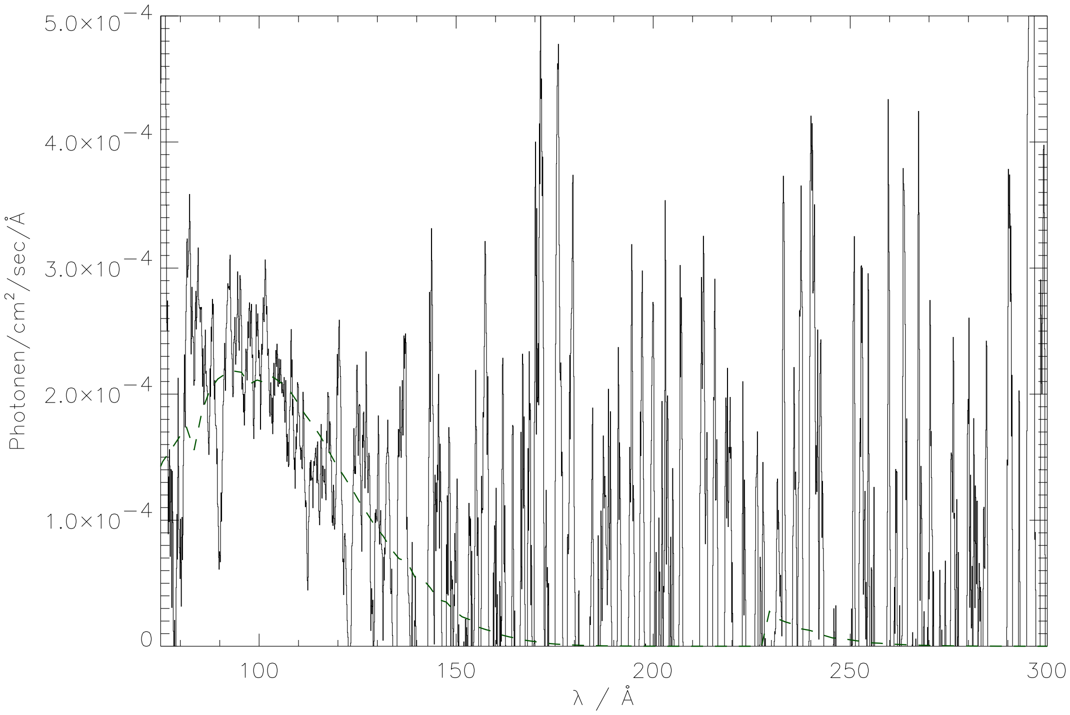

Abbildung B.17: Objekt: RE J1546−36, Modell: $T_{\rm eff} = 50\,000\,$K, log $g = 8.3$

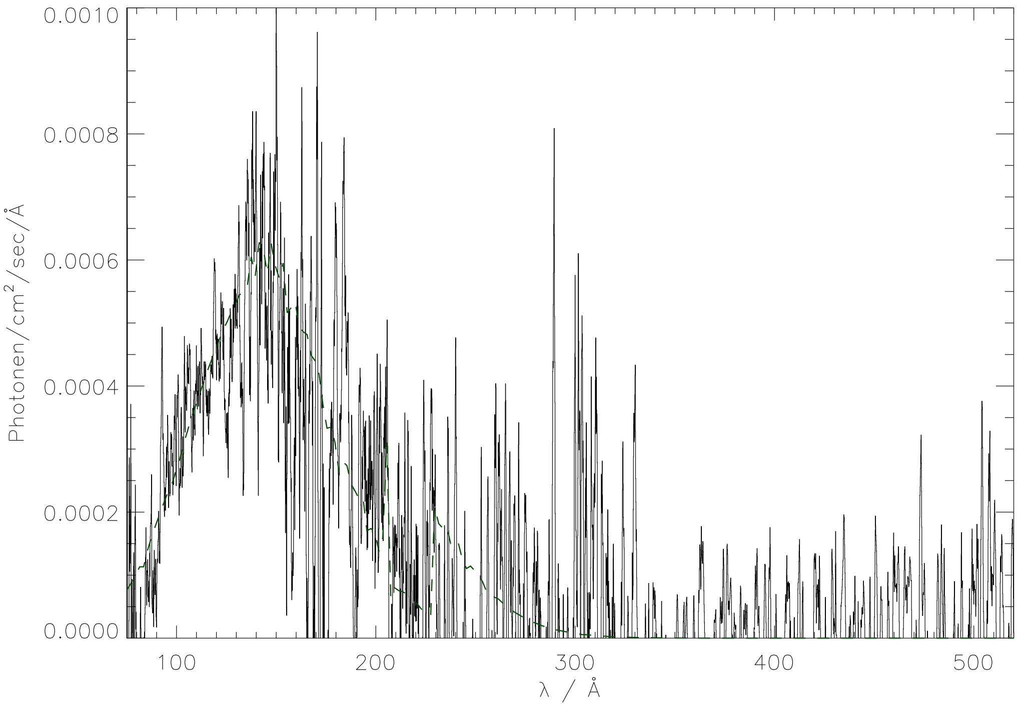

Abbildung B.18: Objekt: PG 1057+719, Modell: $T_{\rm eff} = 42\,000\,$K, log $g = 8.0$

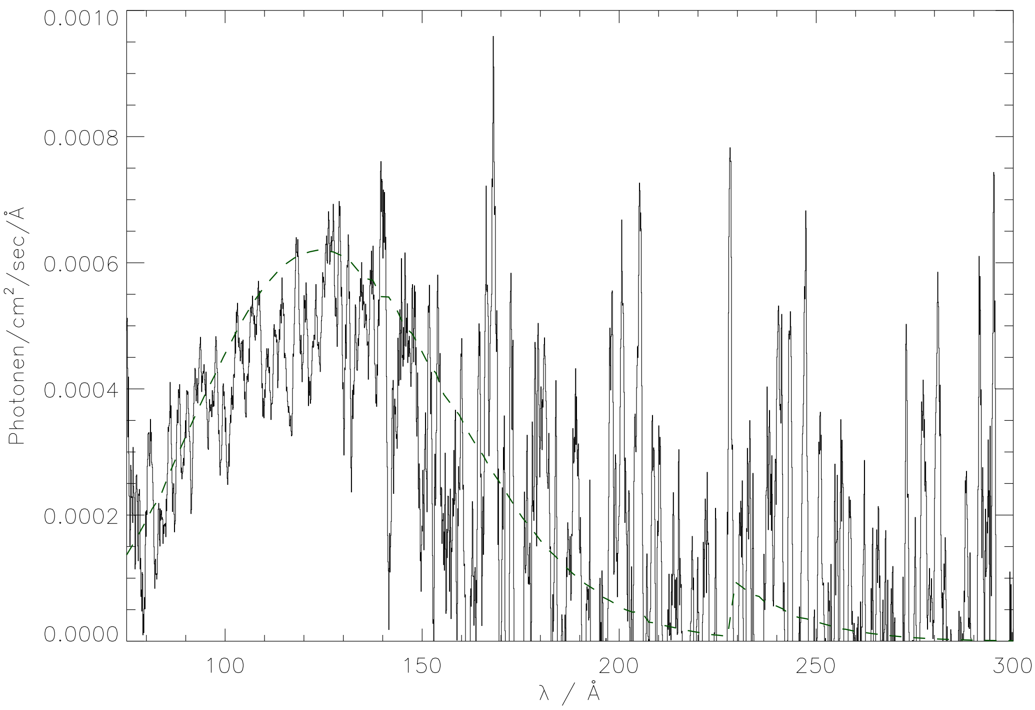

Abbildung B.19: Objekt: RE J0632−05, Modell: $T_{\rm eff} = 44\,000\,$K, log $g = 8.2$

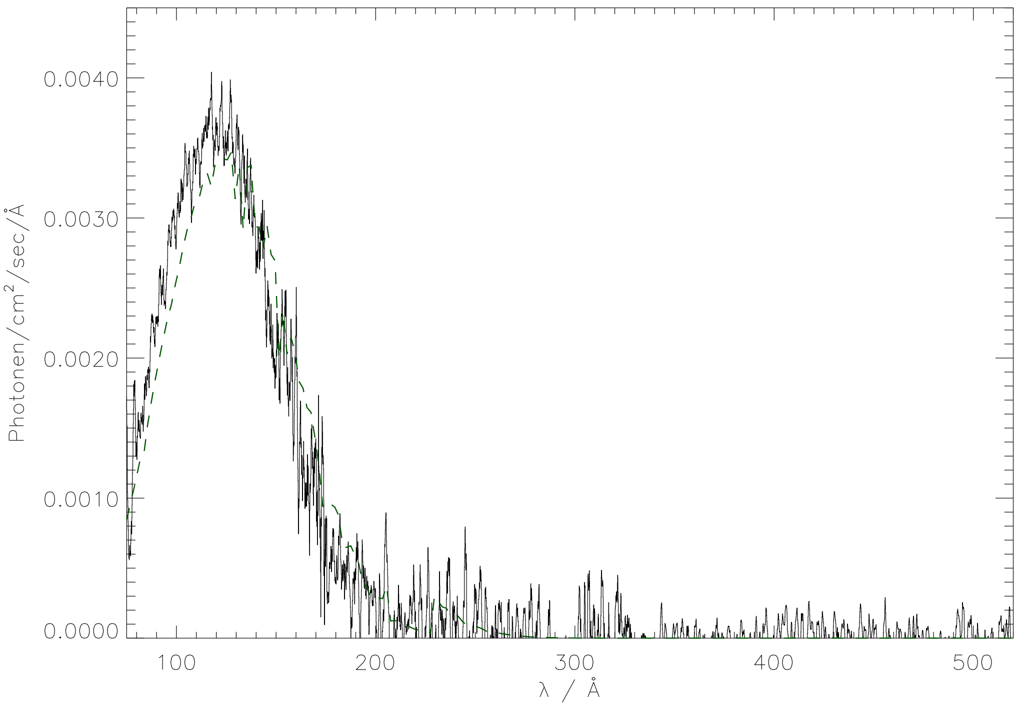

Abbildung B.20: Objekt: RE J1629+78, Modell: $T_{\rm eff} = 42\,000\,$K, log $g = 8.1$

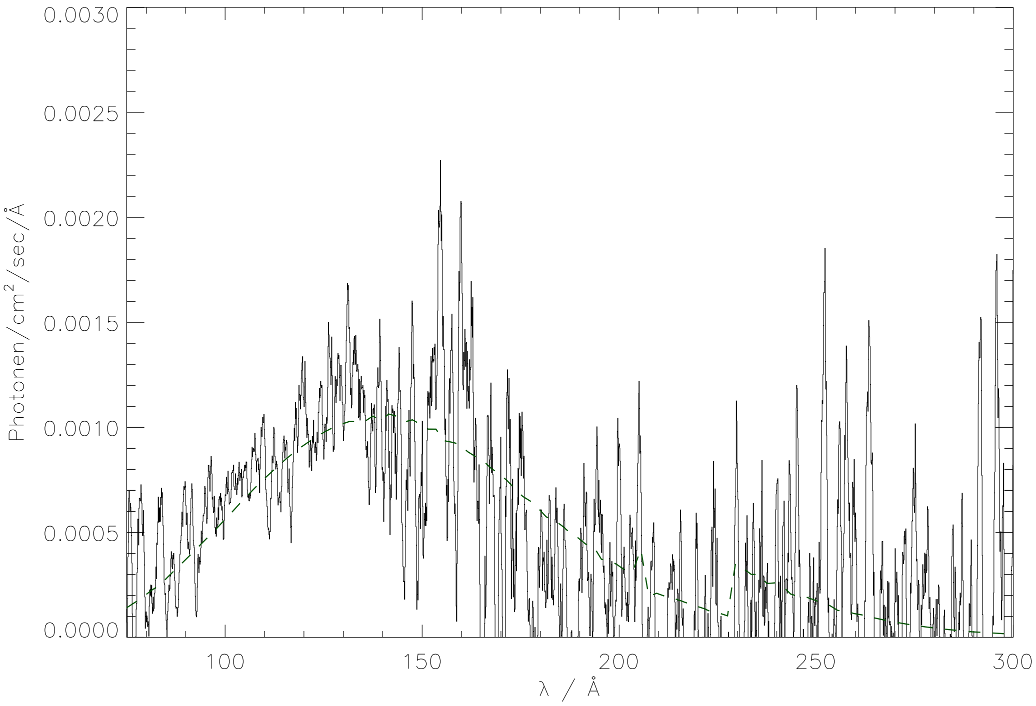

Abbildung B.21: Objekt: RE J0841+03, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 40\,000\,\mathrm{K}$, log $g = 8.1$

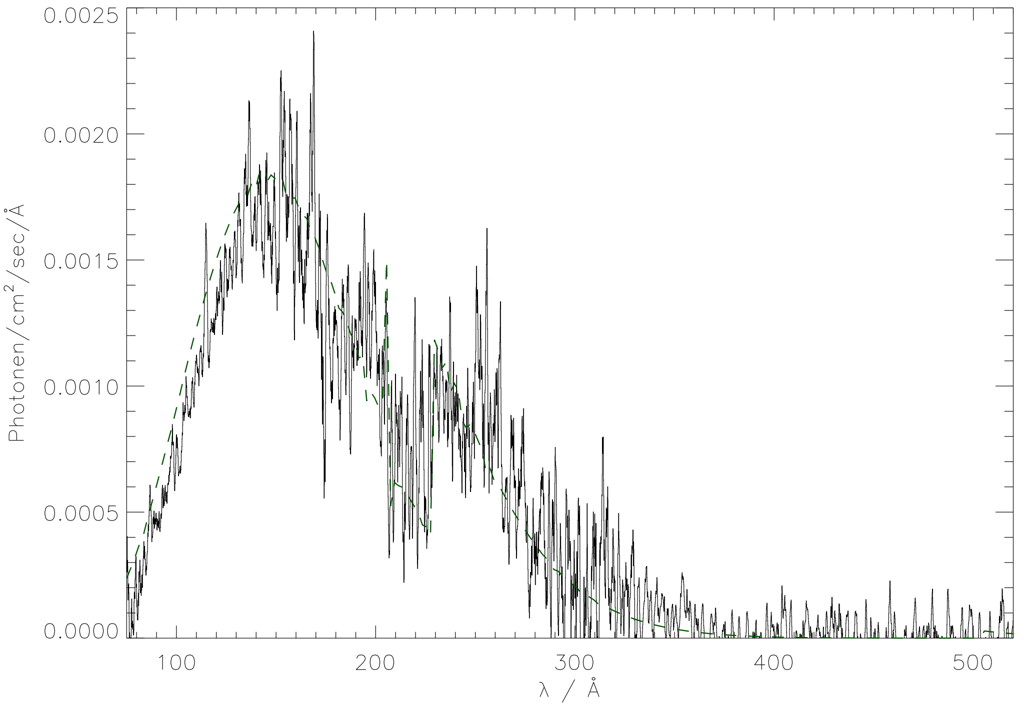

Abbildung B.22: Objekt: RE J2324−54, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 42\,000\,\mathrm{K}$, log $g = 8.2$

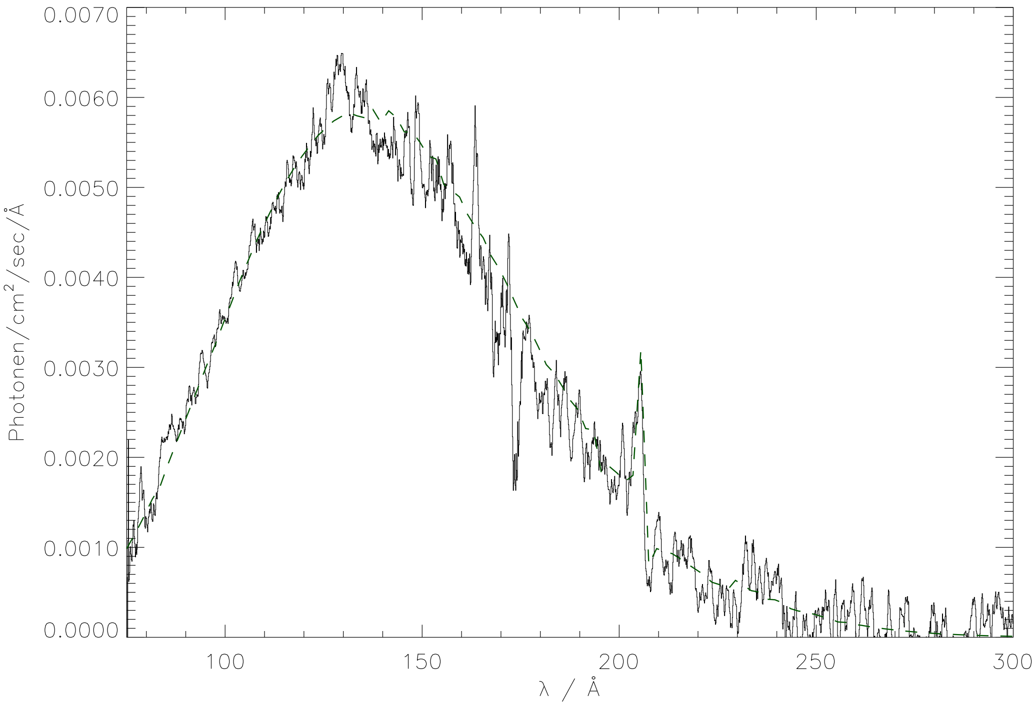

Abbildung B.23: Objekt: RE J2009−60, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 42\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 8.2$

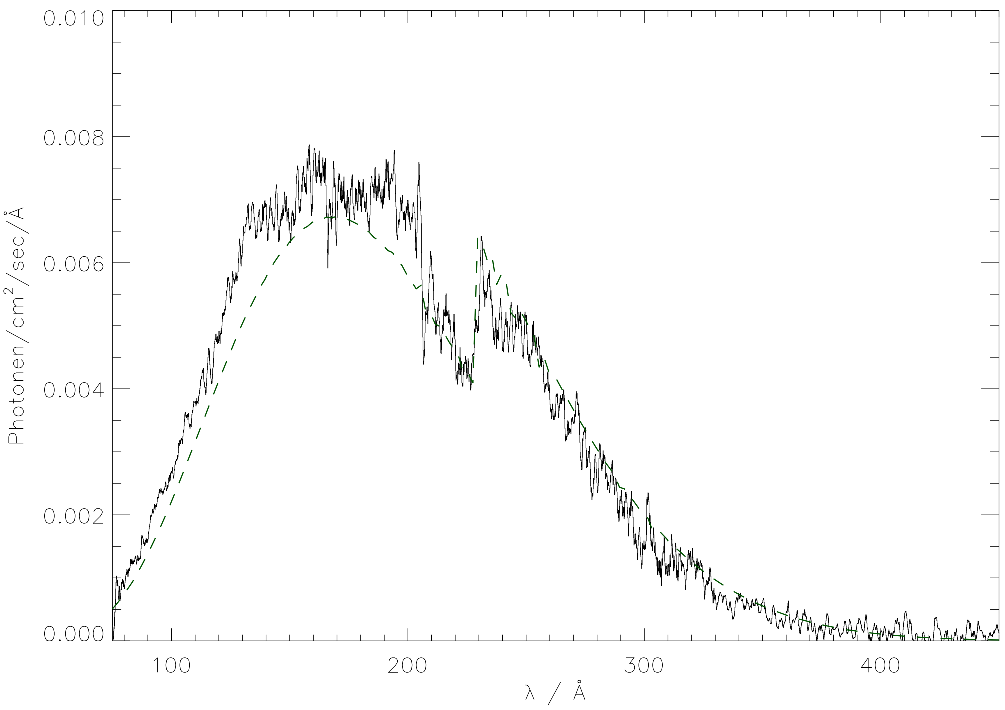

Abbildung B.24: Objekt: RE J1032+35, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 44\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 8.3$

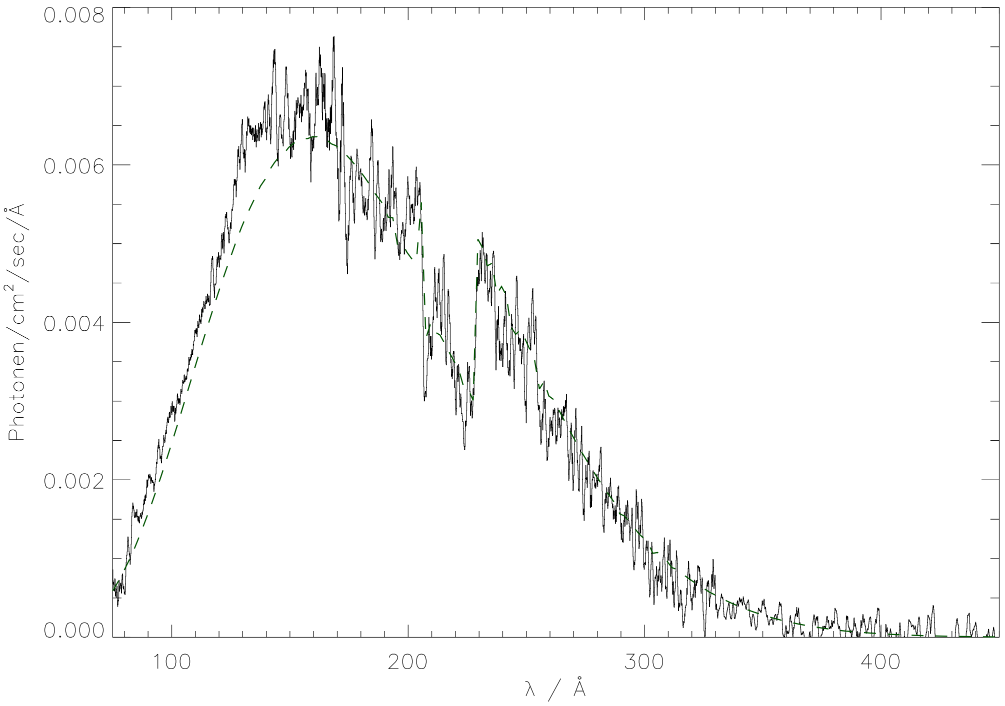

Abbildung B.25: Objekt: RE J2156−54, Modell: $T_{\rm eff} = 44\,000\,{\rm K}$, log $g = 8.3$

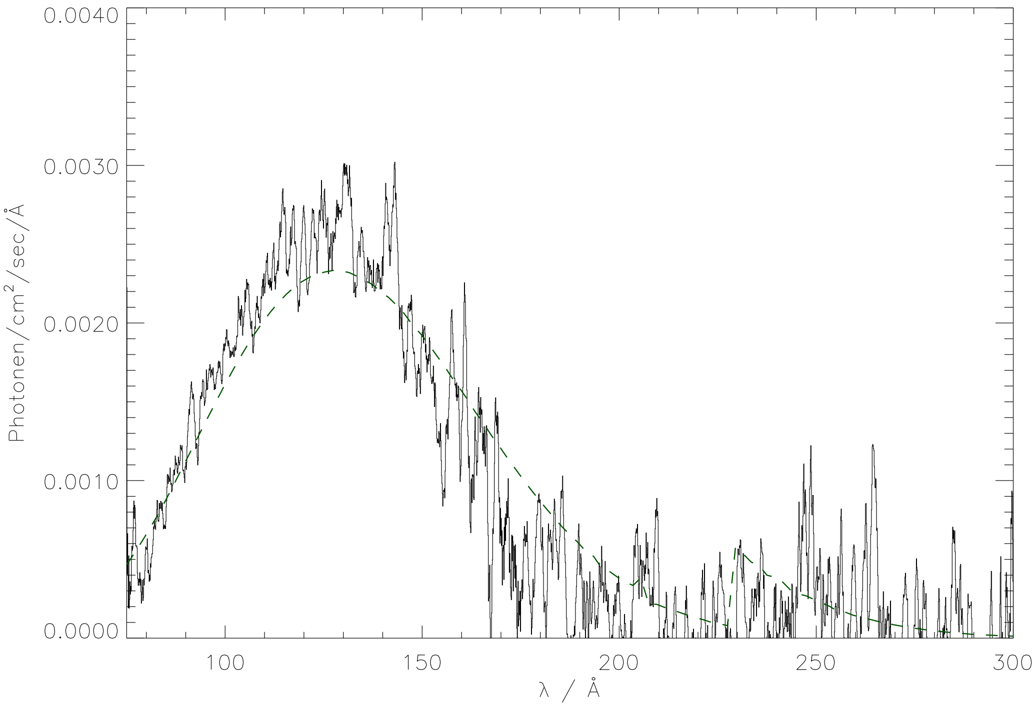

Abbildung B.26: Objekt: RE J0715−70, Modell: $T_{\rm eff} = 44\,000\,{\rm K}$, log $g = 8.3$

Anhang C

UV-Beobachtungen im Vergleich mit Modellspektren

Die folgenden Abbildungen zeigen beobachtete UV-Spektren der Programmsterne. Steht für ein Objekt ein STIS-Spektrum zur Verfügung, so wird dieses verwendet; gibt es nur ein GHRS-Spektrum, so wird das gezeigt, wobei für nicht überdeckte Wellenlängenbereiche IUE-Spektren abgebildet werden. IUE-Spektren werden in allen anderen Fällen verwendet. Die abgebildeten Wellenlängenbereiche beinhalten (von oben nach unten) die C III-Linien zwischen 1175 und 1177 Å sowie die Si III-Linie bei 1207 Å, die N V-Linien bei 1238 und 1242 Å und die C III-Linie bei 1248 Å, die O IV- und die O V-Linien um 1340 und 1372 Å, die Si IV-Linien bei 1394 und 1403 Å, sowie die C IV-Linien bei 1548 und 1551 Å, und schließlich die N IV-Linie bei 1718 Å. Eisen- und Nickellinien werden im gesamten Wellenlängenbereich sichtbar.

Zusätzlich zu jedem beobachteten Spektrum (durchgezogene Linie) ist jeweils ein aus einem geschichteten Atmosphärenmodell berechnetes theoretisches Spektrum (gestrichelte Linie) mit den von Wolff et al. (1998) angegebenen Parametern[1] und, auf der gegenüberliegenden Seite, mit den in der vorliegenden Arbeit im EUV abgeleiteten Parametern eingezeichnet. Die Abbildungen sind identisch, wenn sich die Parameter nicht geändert haben. Anpassungen für G 191-B2B sind in Dreizler & Wolff (1999) zu finden und deshalb hier nicht mit aufgeführt. Alle gezeigten Beobachtungen sind wie in Kapitel 7.1 beschrieben mit 0.2 Å geglättet, die Glättung der Modelle wurde entsprechend angepaßt.

[1] Effektivtemperatur und Oberflächenschwerebeschleunigung

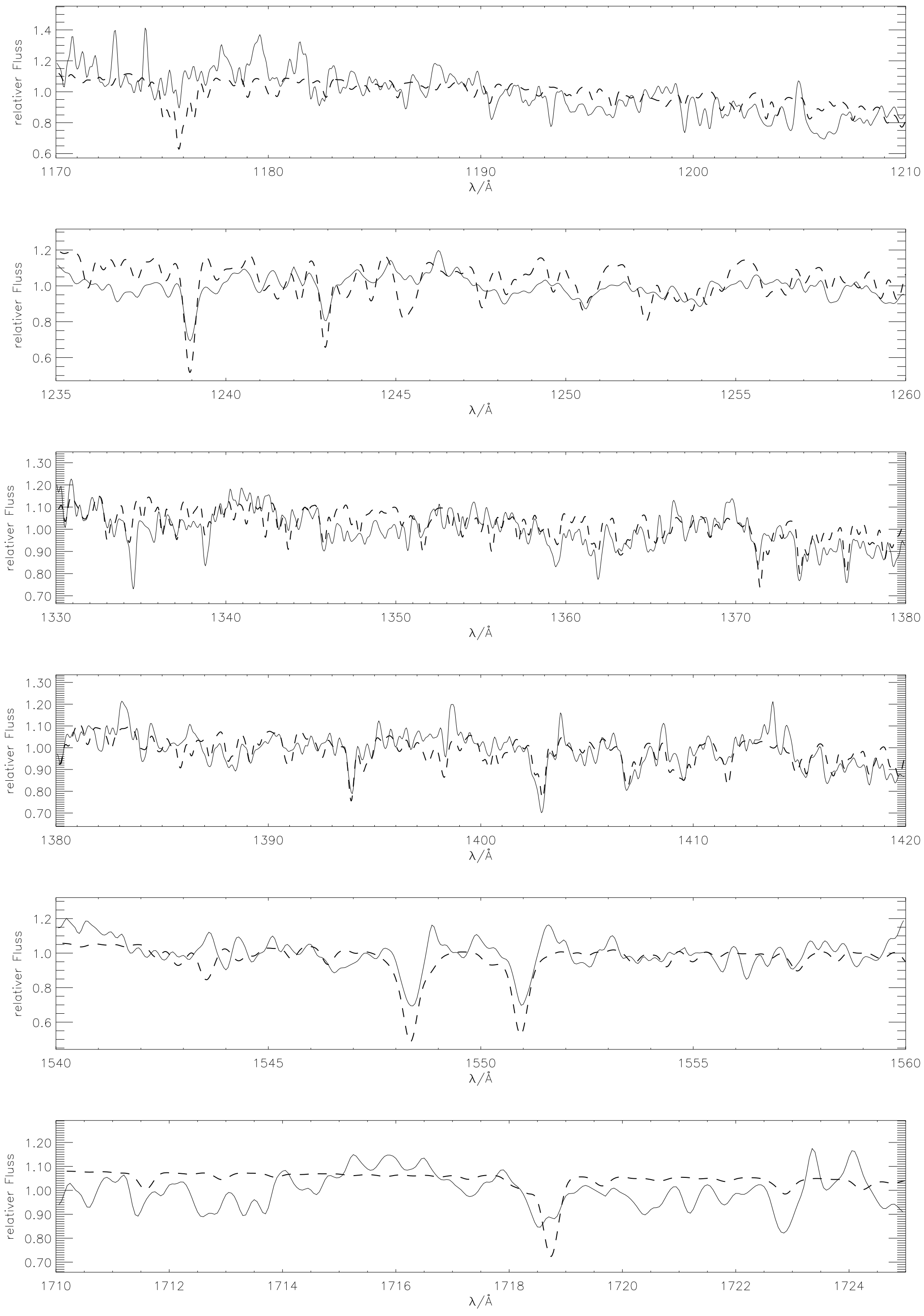

Abbildung C.1: Objekt: RE J0623−37, Modell: $T_{\rm eff} = 58\,000\,$K, $\log\ g = 7.3$

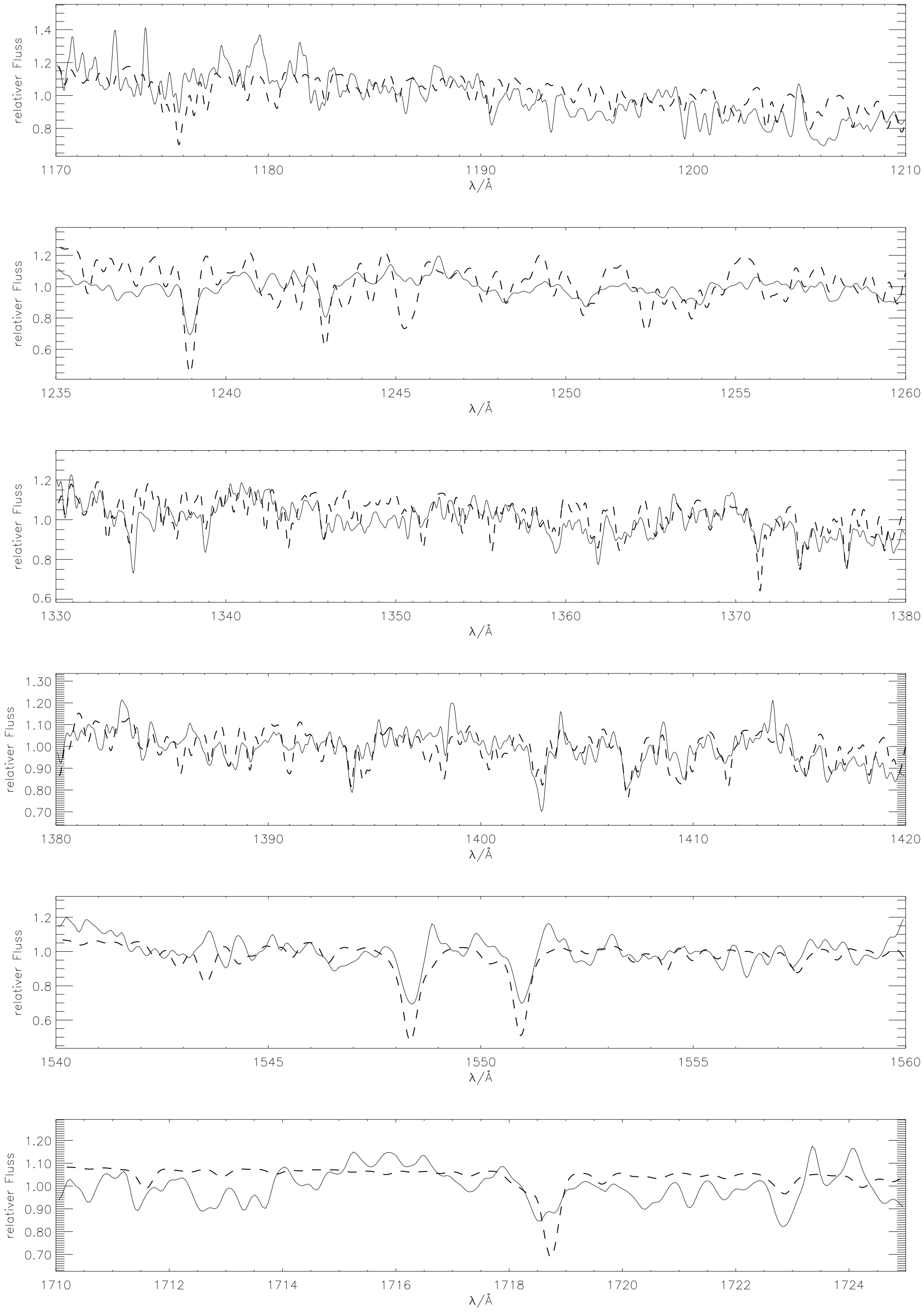

Abbildung C.2: Objekt: RE J0623−37, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 61\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.2$

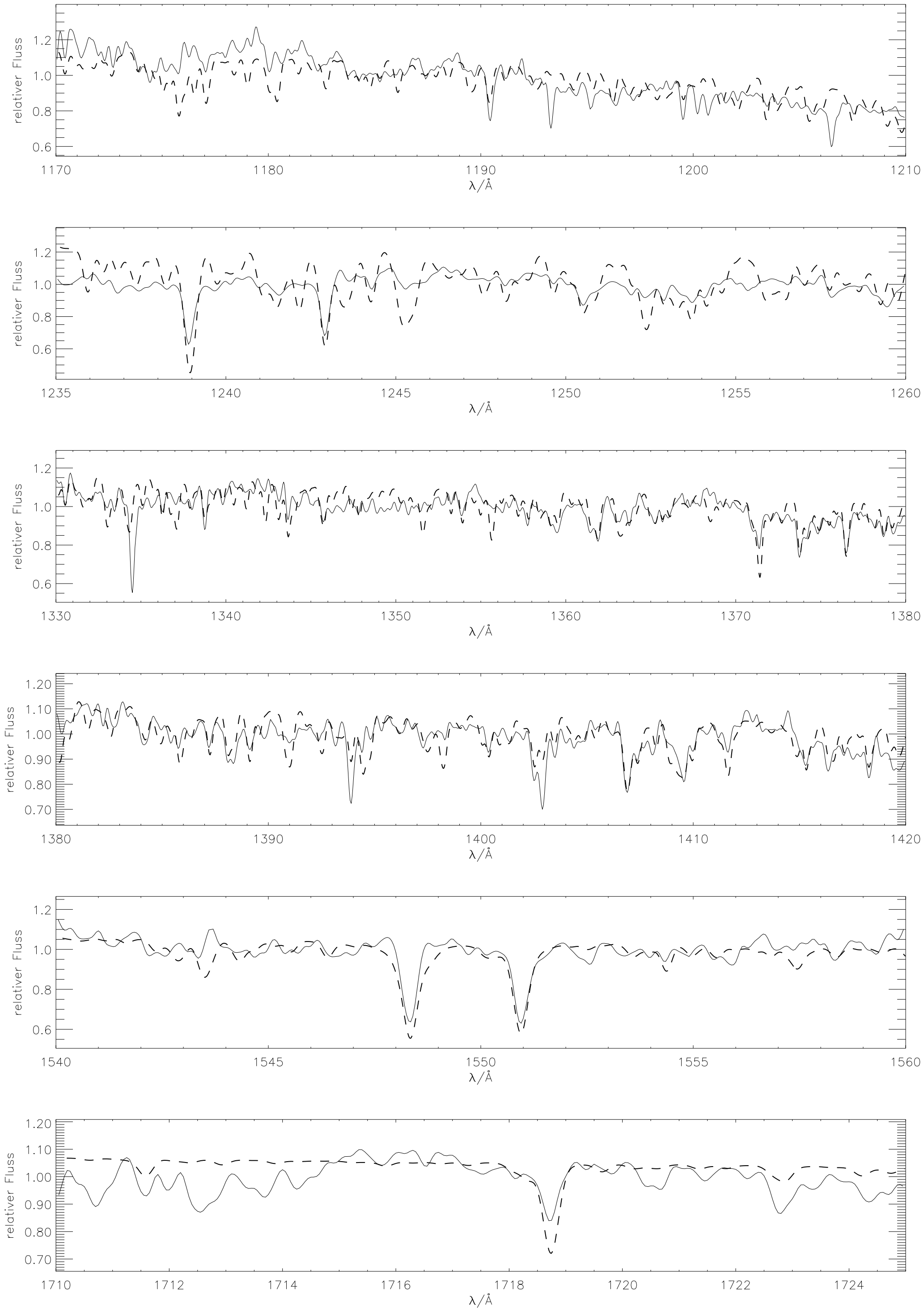

Abbildung C.3: Objekt: RE J2214−49, Modell: $T_{\rm eff} = 66\,000\,\rm K$, $\log\ g = 7.4$

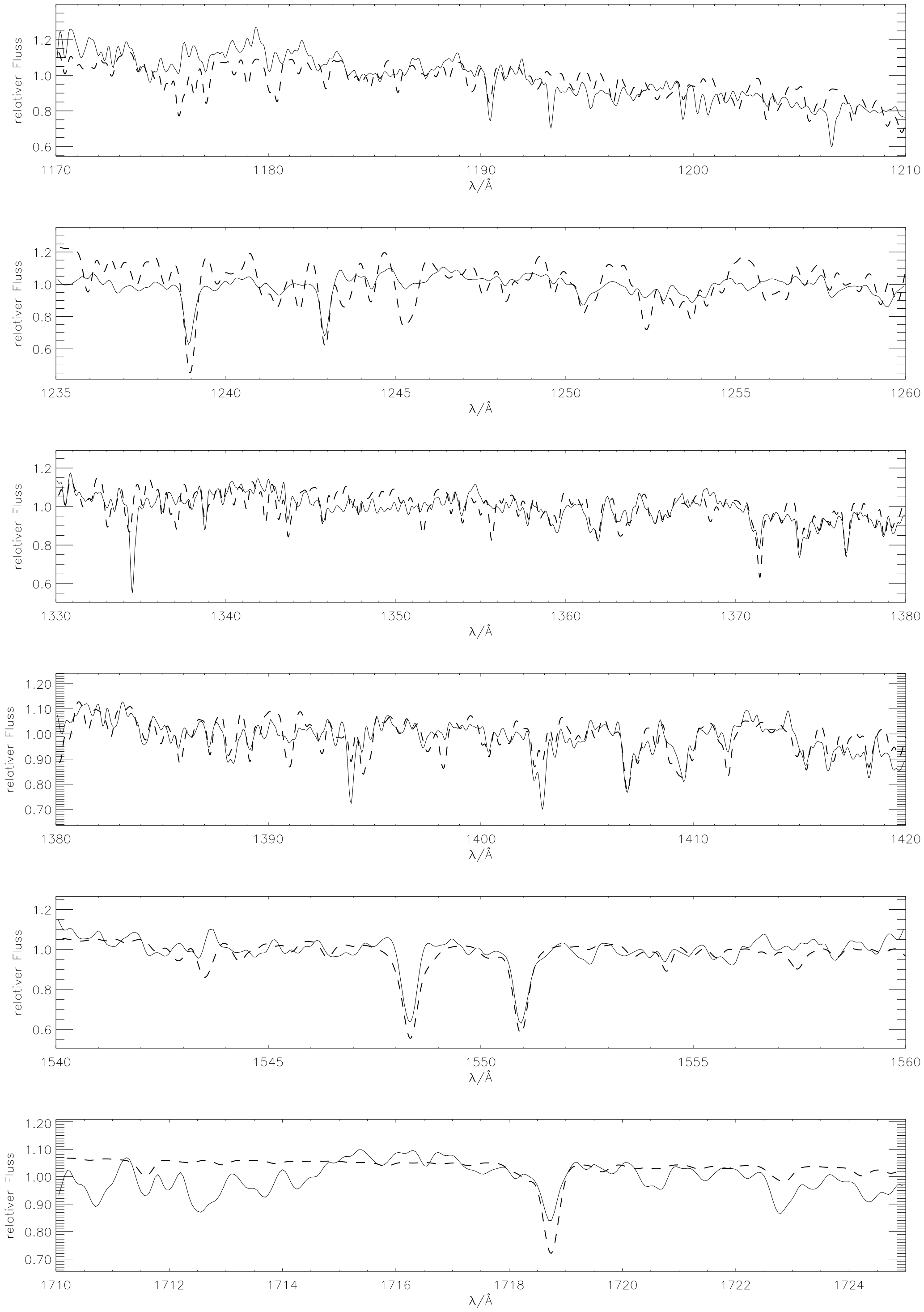

Abbildung C.4: Objekt: RE J2214−49, Modell: $T_{\text{eff}} = 66\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 7.4$

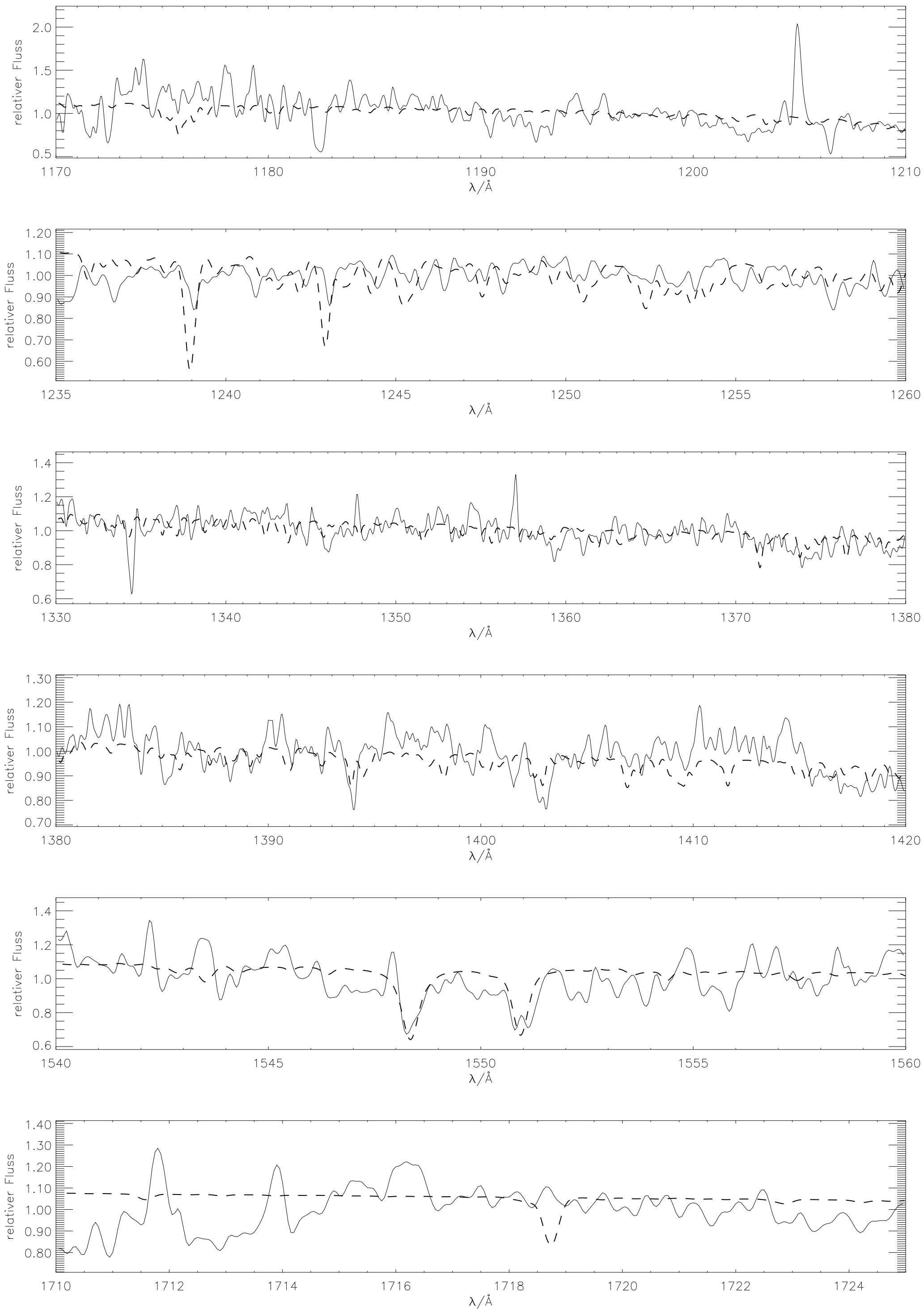

Abbildung C.5: Objekt: MCT 0455−2812, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 66\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.8$

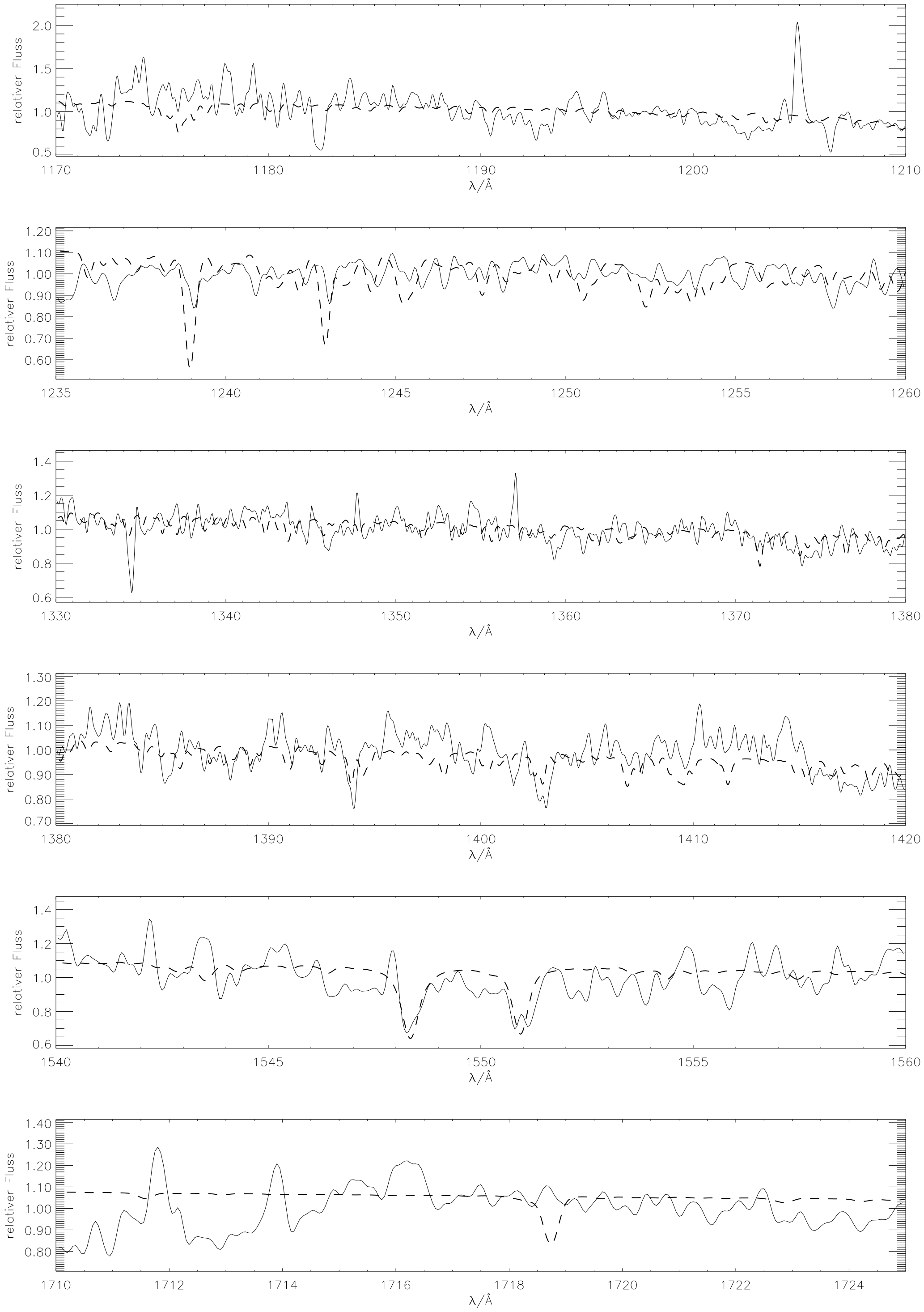

Abbildung C.6: Objekt: MCT 0455−2812, Modell: $T_{\rm eff} = 66\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.8$

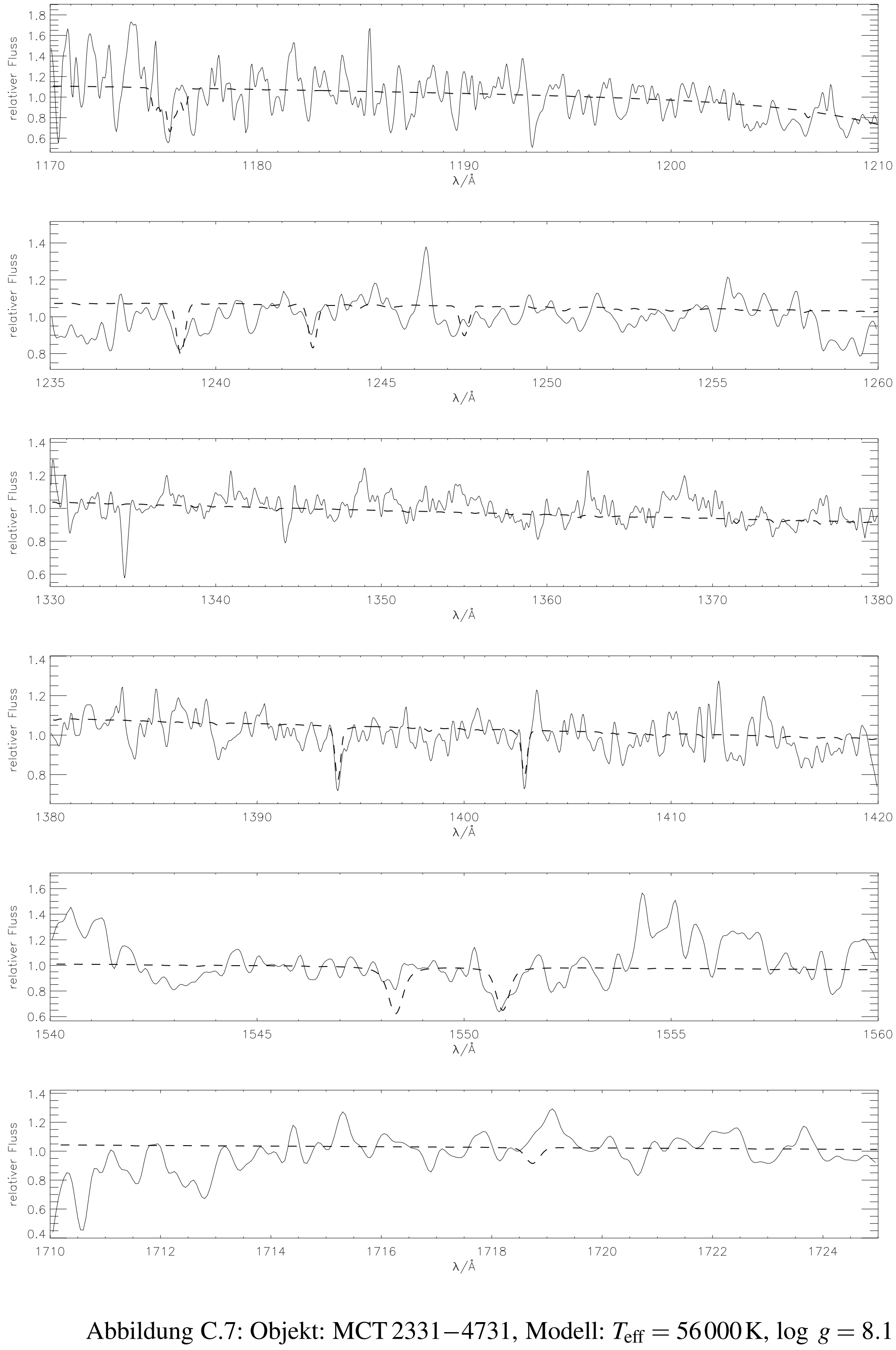

Abbildung C.7: Objekt: MCT 2331−4731, Modell: $T_{\text{eff}} = 56\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.1$

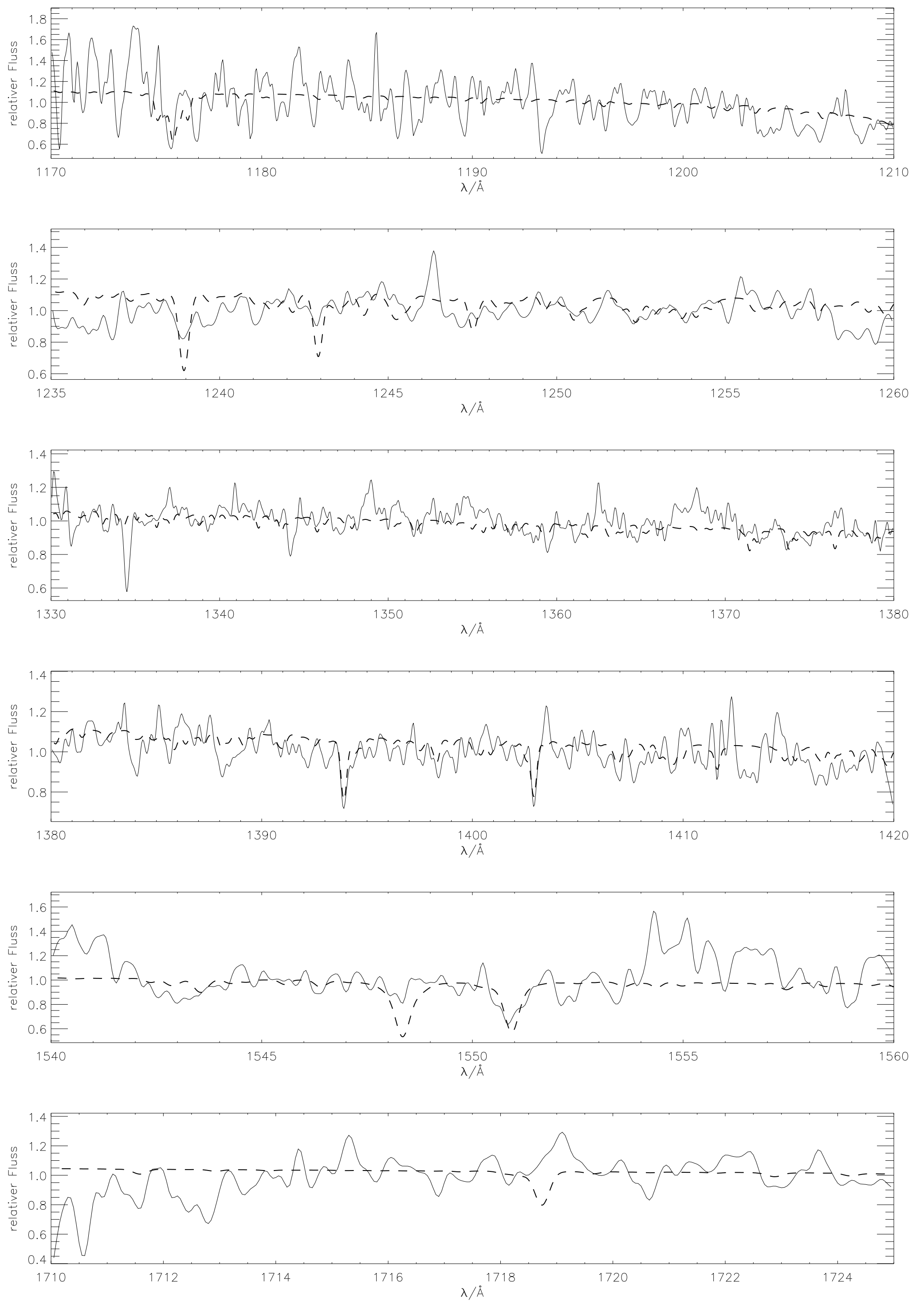

Abbildung C.8: Objekt: MCT 2331−4731, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 56000\,\mathrm{K}$, $\log\,g = 7.6$

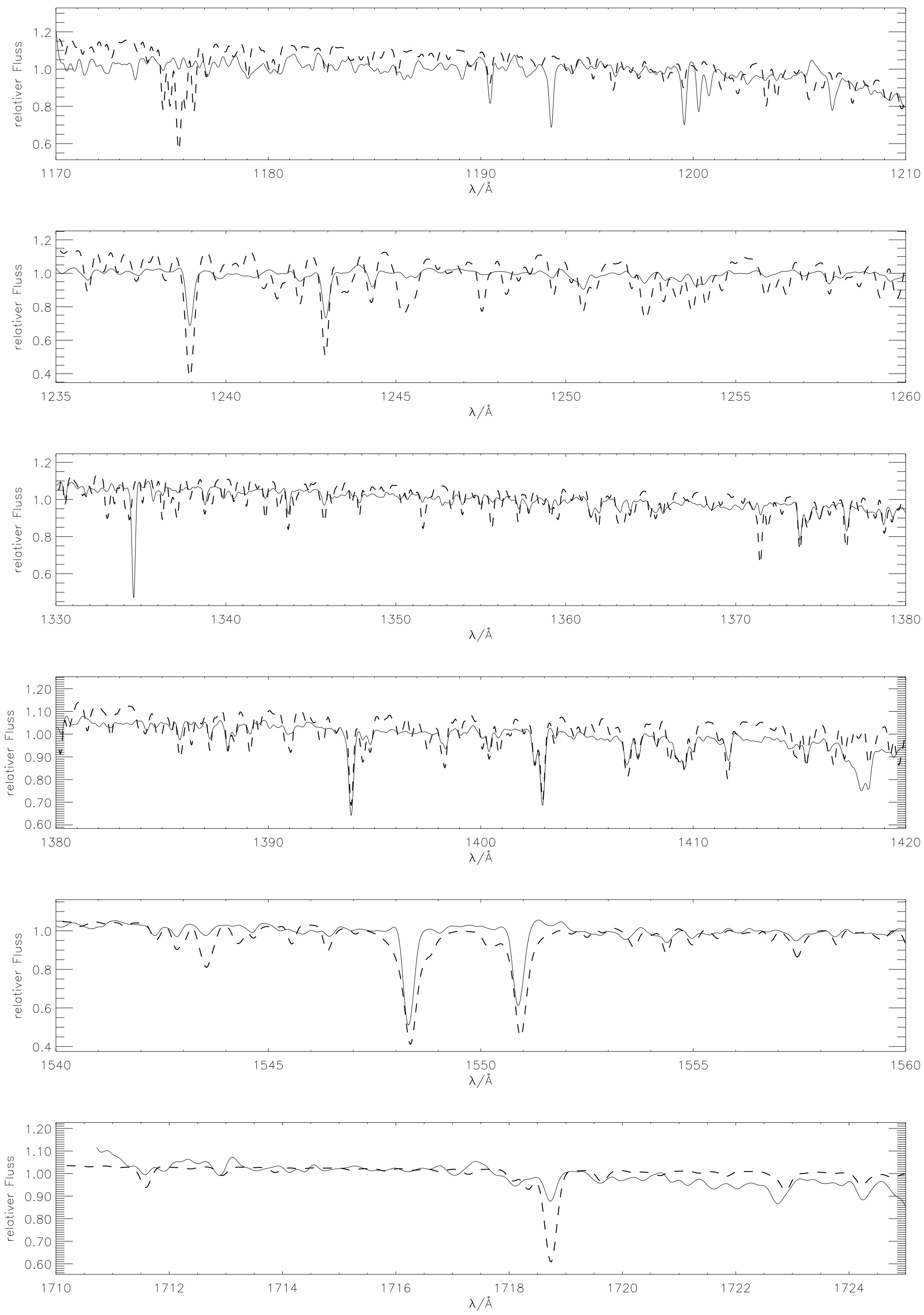

Abbildung C.9: Objekt: Feige 24, Modell: $T_{\rm eff} = 58\,000\,{\rm K}$, $\log\ g = 7.3$

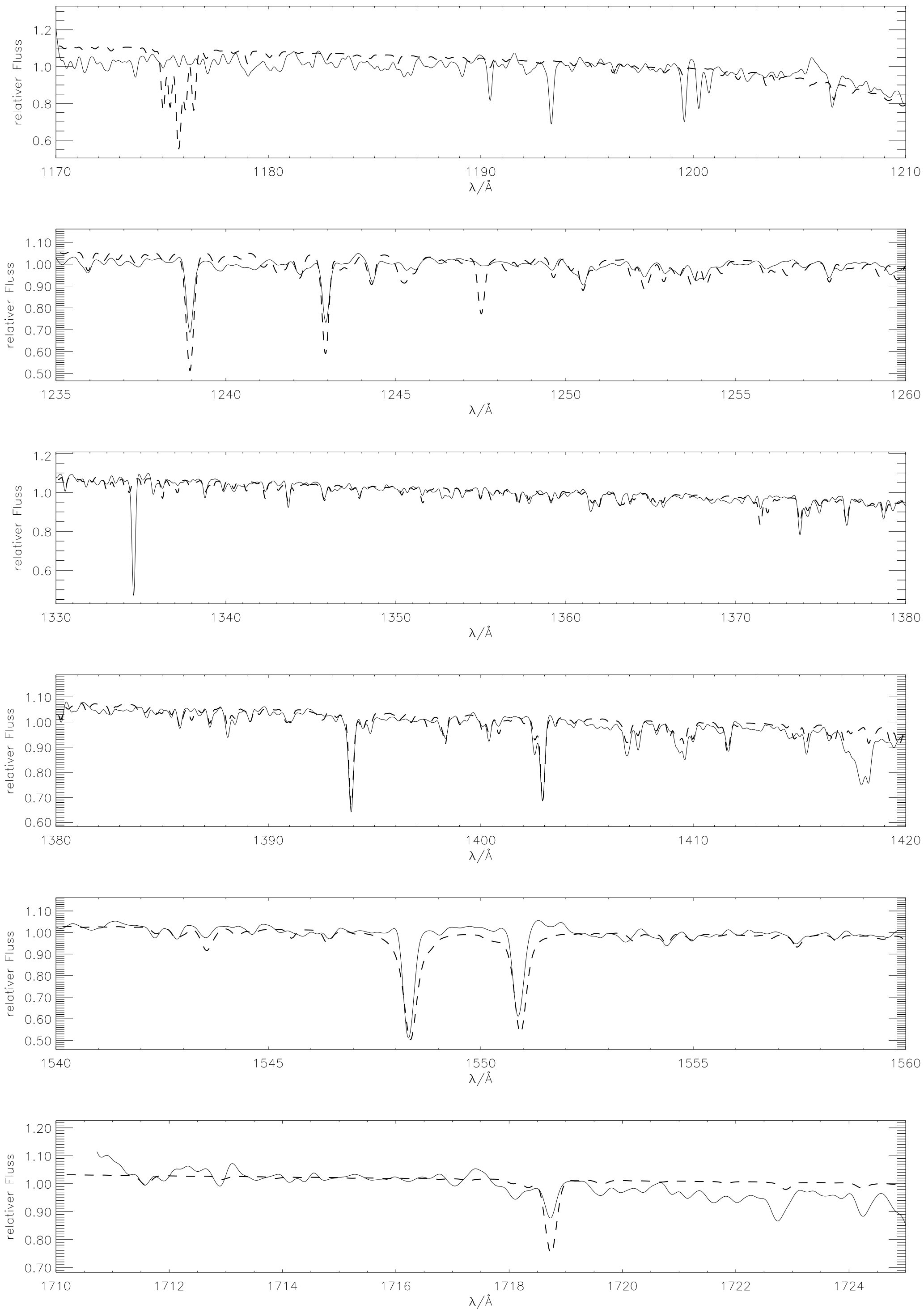

Abbildung C.10: Objekt: Feige 24, Modell: $T_{\text{eff}} = 56\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 7.7$

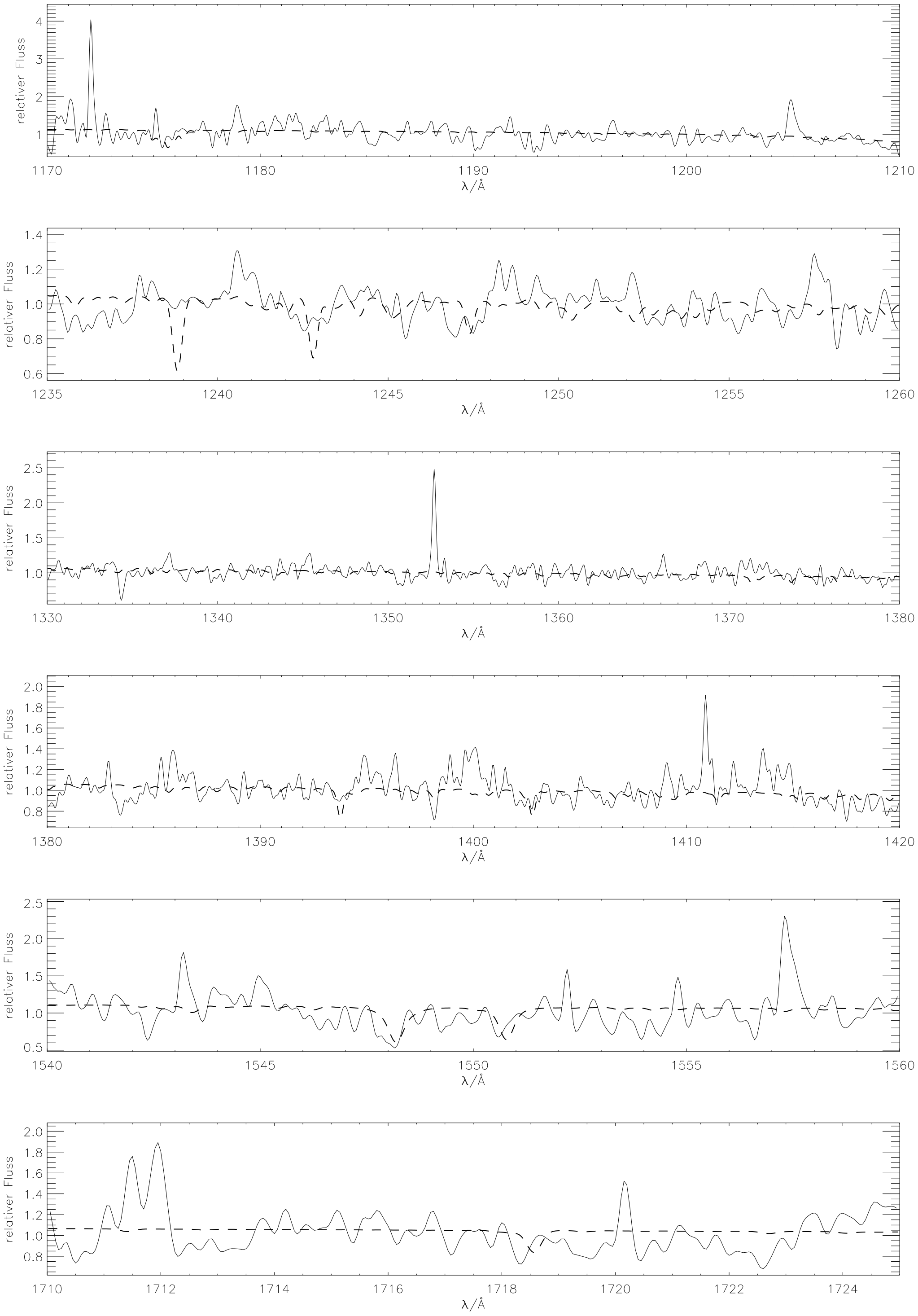

Abbildung C.11: Objekt: PG 1234+482, Modell: $T_{\rm eff} = 56000\,$K, $\log\ g = 7.7$

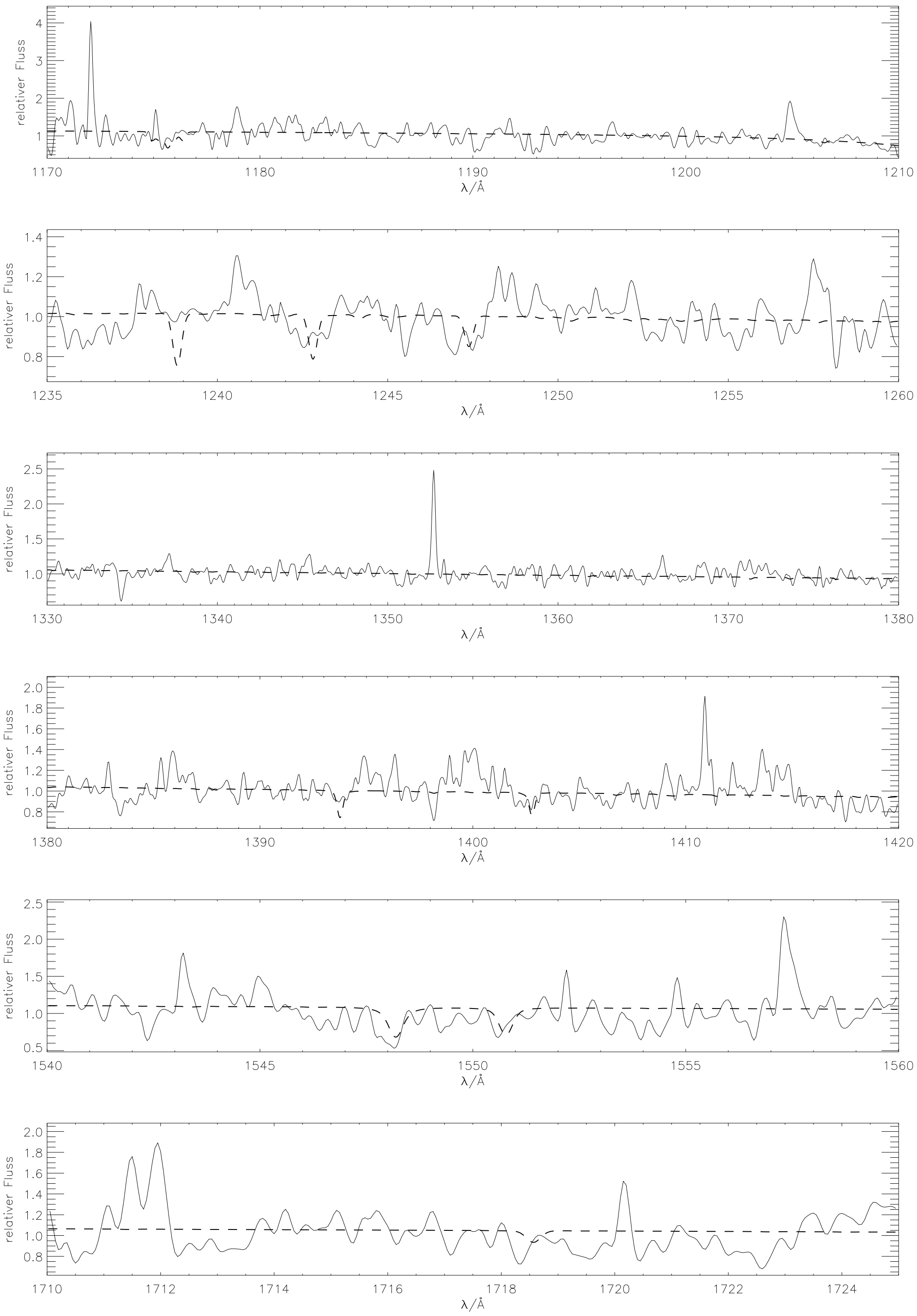

Abbildung C.12: Objekt: PG 1234+482, Modell: $T_{\text{eff}} = 56\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.1$

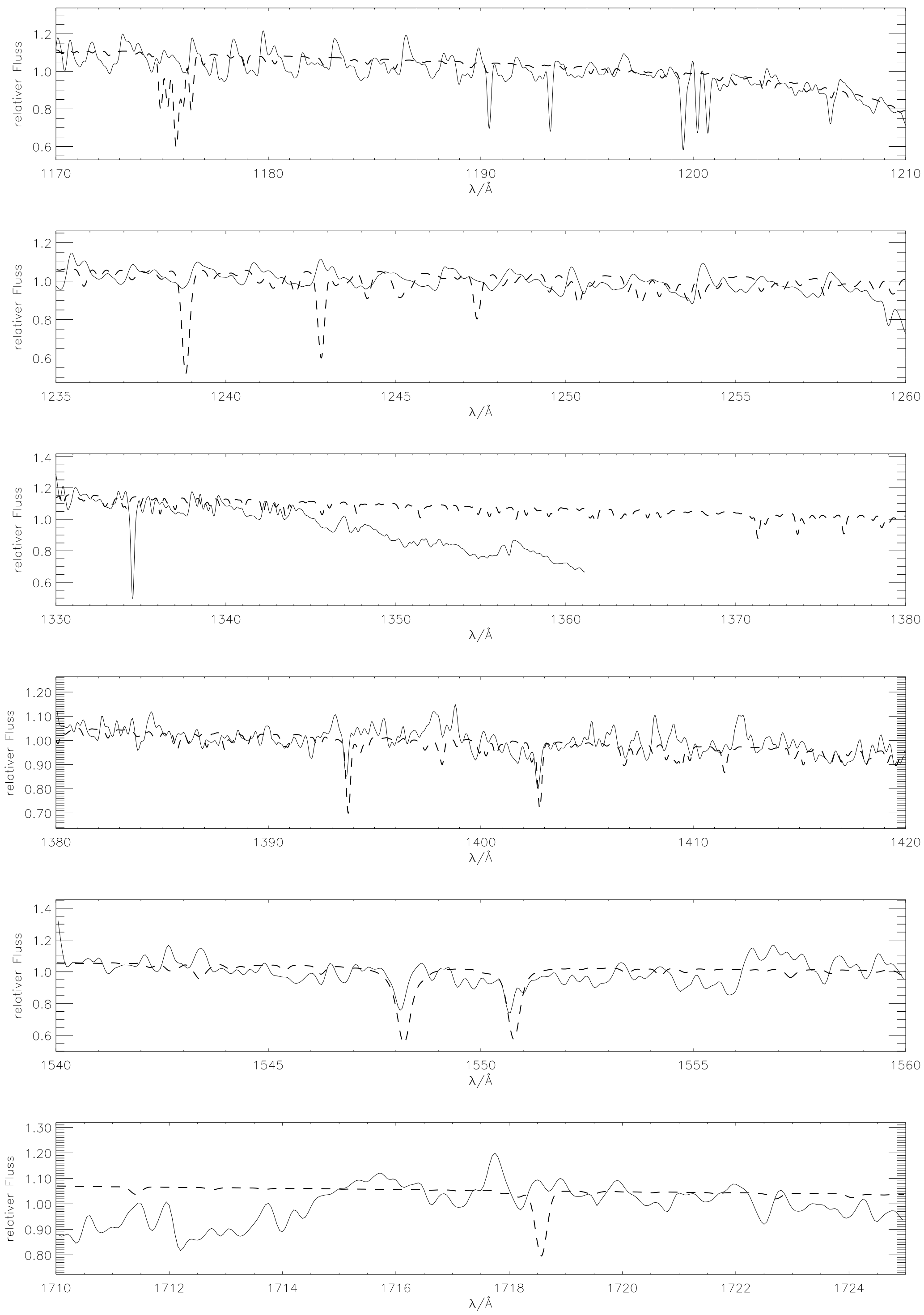

Abbildung C.13: Objekt: GD 246, Modell: $T_{\rm eff} = 59\,000\,\rm K$, $\log\, g = 7.8$

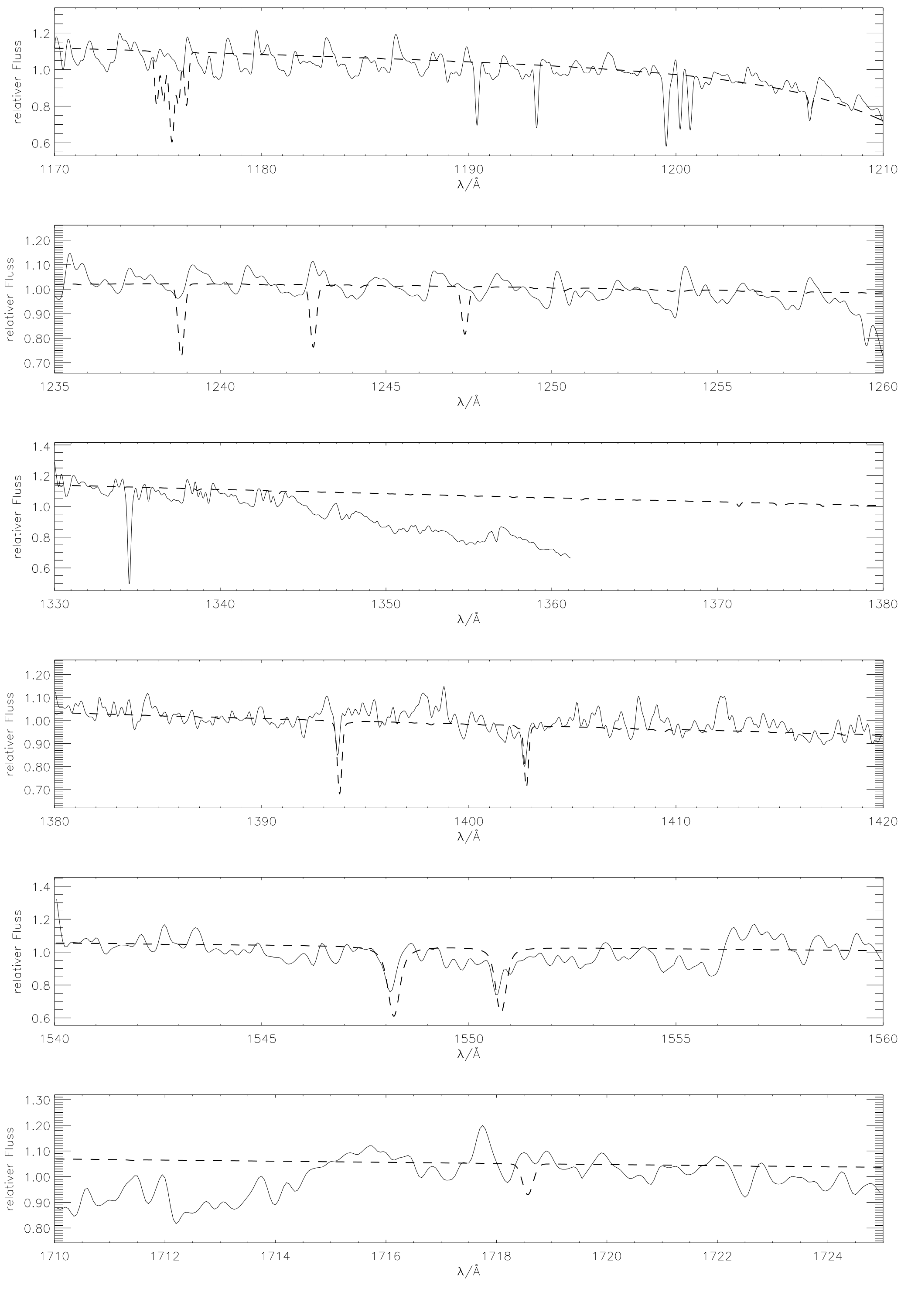

Abbildung C.14: Objekt: GD 246, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 56\,000\,\mathrm{K}$, $\log\, g = 8.2$

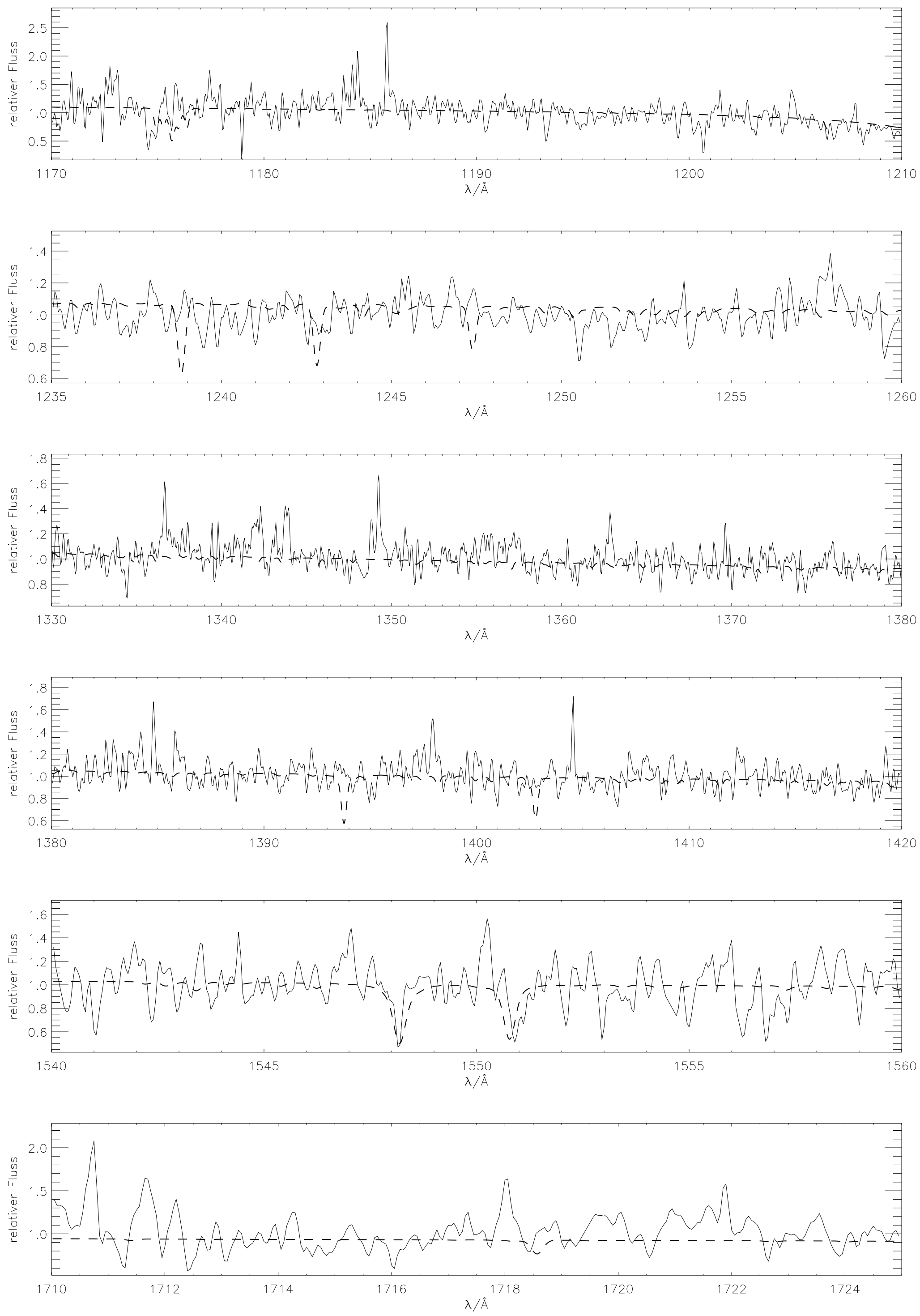

Abbildung C.15: Objekt: GD 2, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 50\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.7$

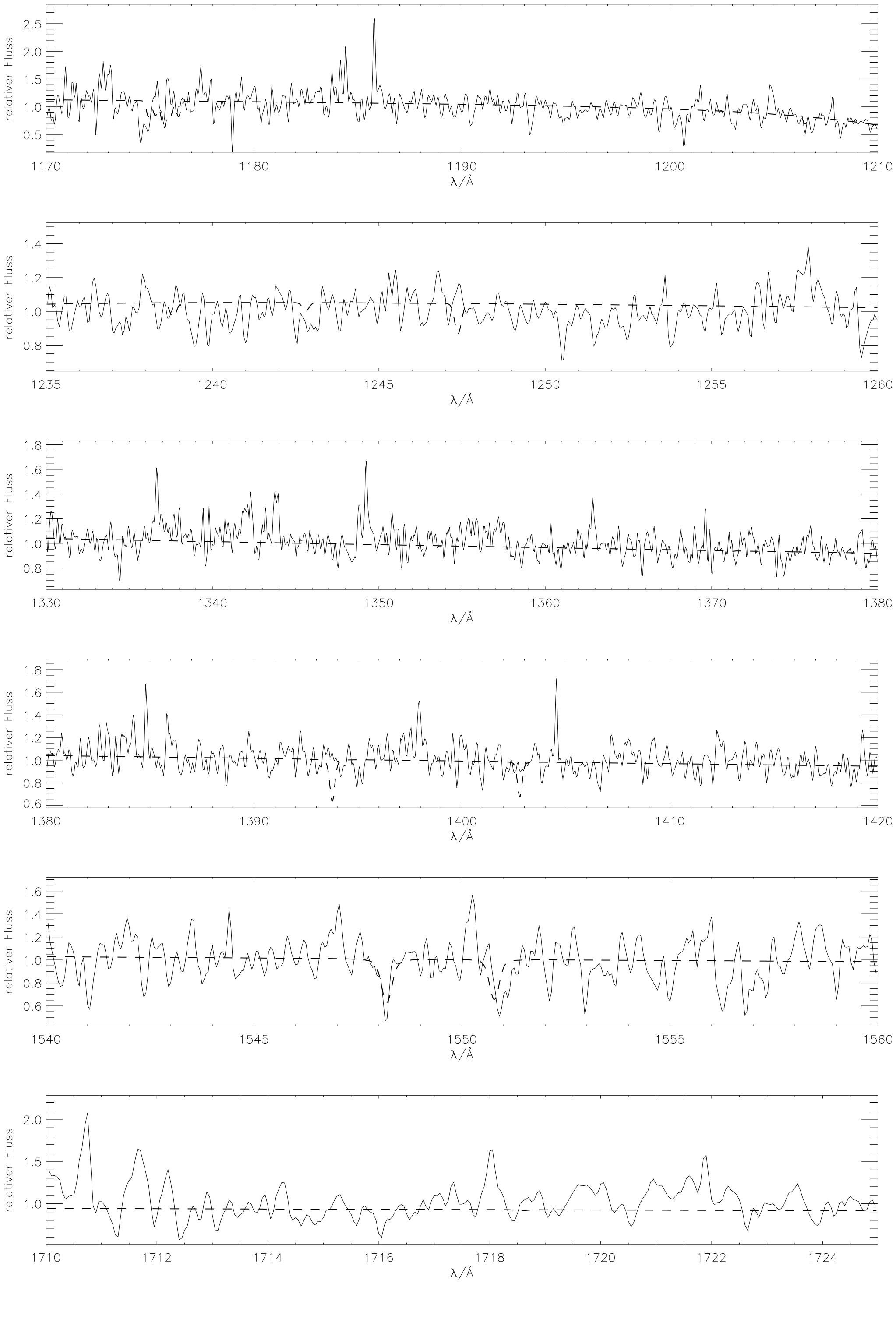

Abbildung C.16: Objekt: GD 2, Modell: $T_{\text{eff}} = 50\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.3$

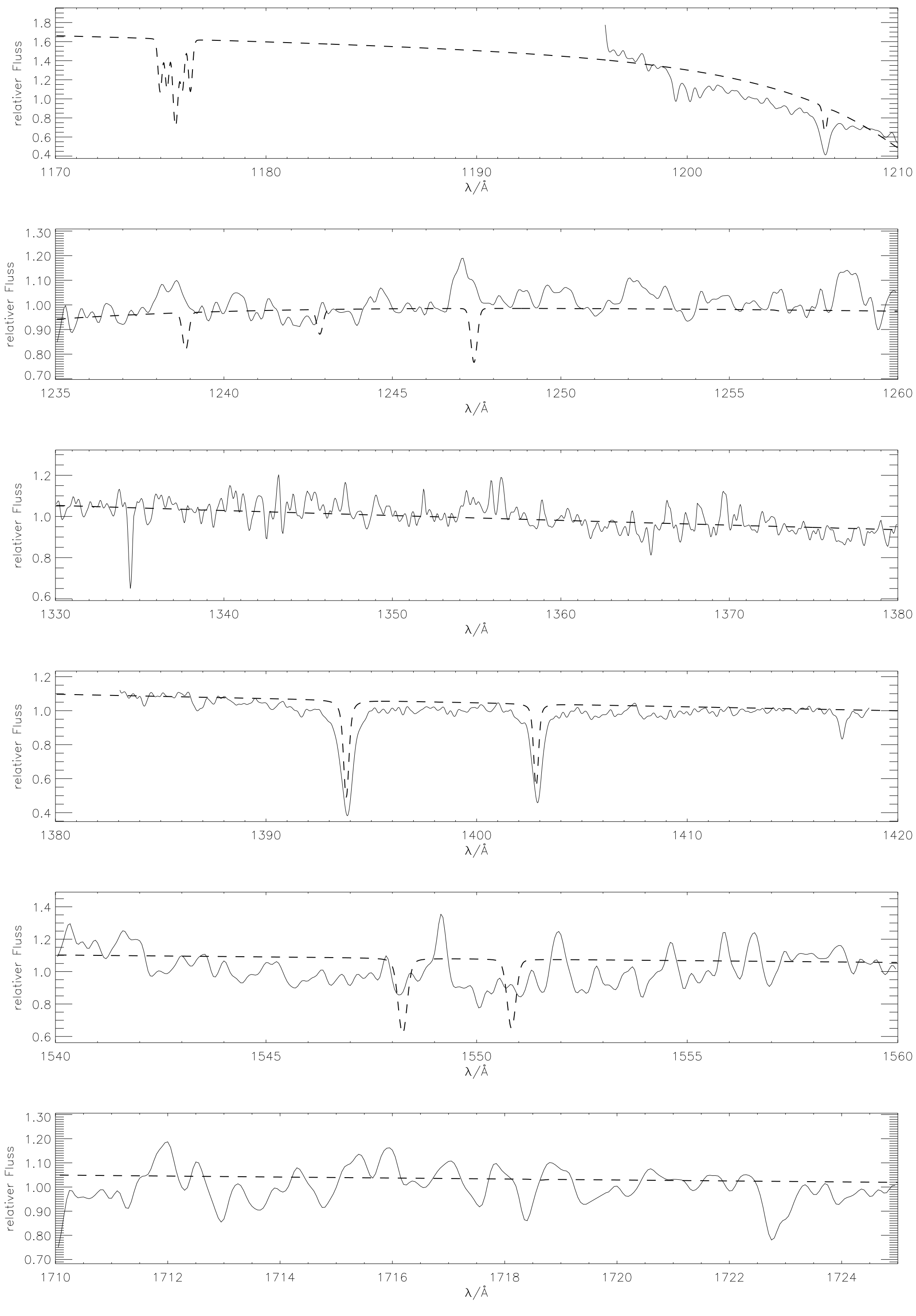

Abbildung C.17: Objekt: GD 394, Modell: $T_{\rm eff} = 40\,000\,{\rm K}$, $\log\ g = 7.9$

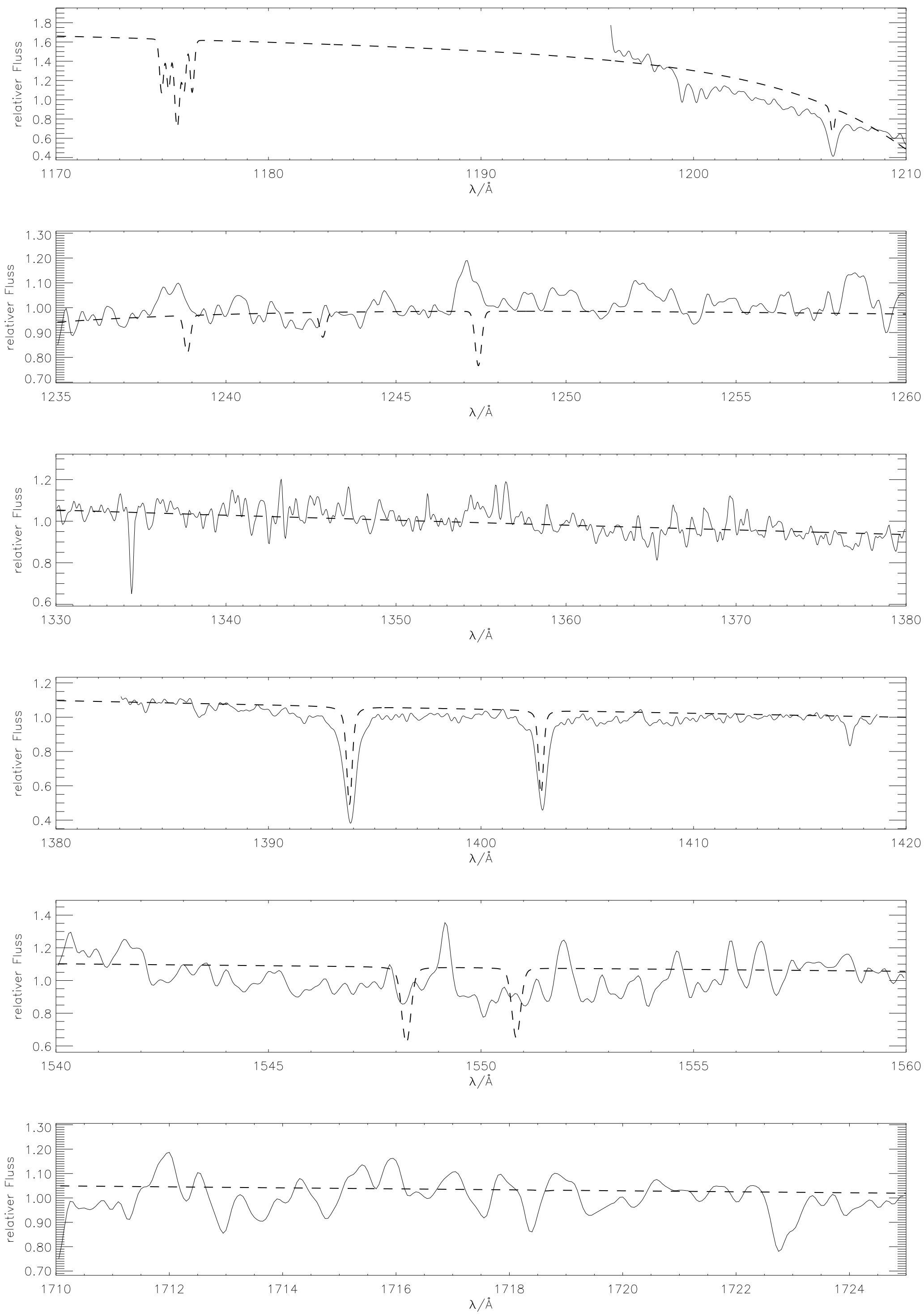

Abbildung C.18: Objekt: GD 394, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 40\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.9$

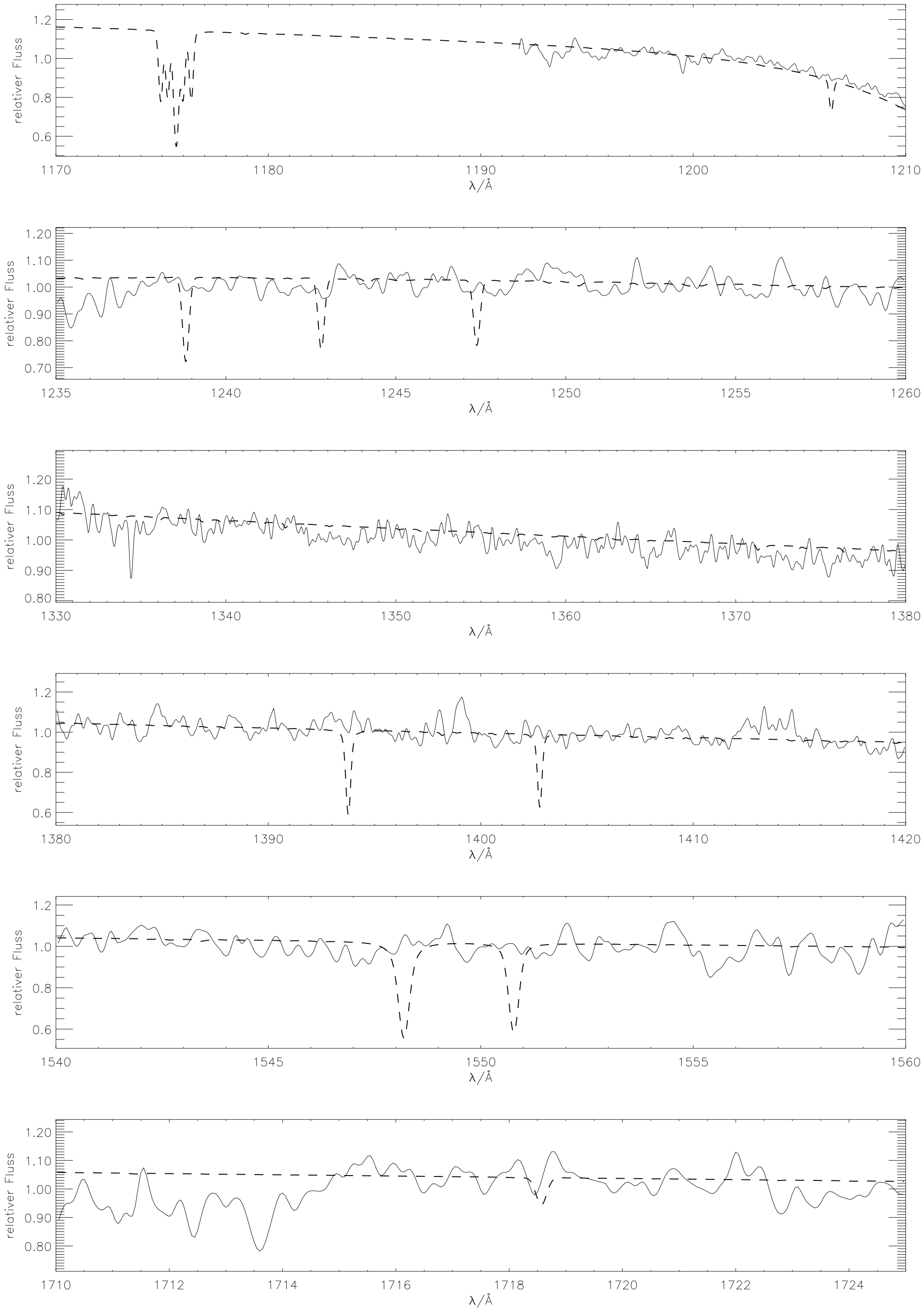

Abbildung C.19: Objekt: HZ 43 A, Modell: $T_{\rm eff} = 50\,000\,{\rm K}$, $\log\ g = 8.0$

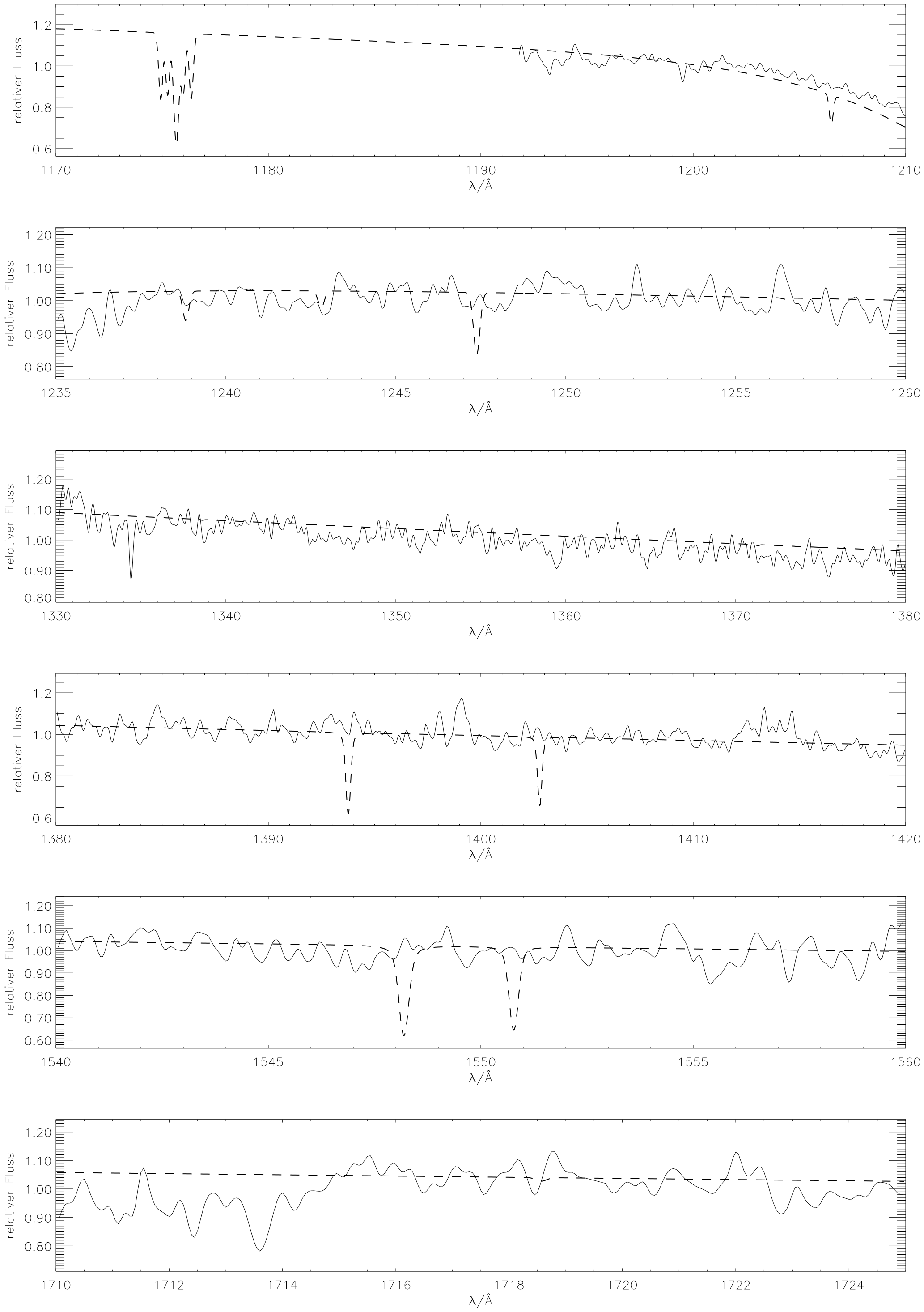

Abbildung C.20: Objekt: HZ 43 A, Modell: $T_{\rm eff} = 50000\,\rm K$, $\log\ g = 8.3$

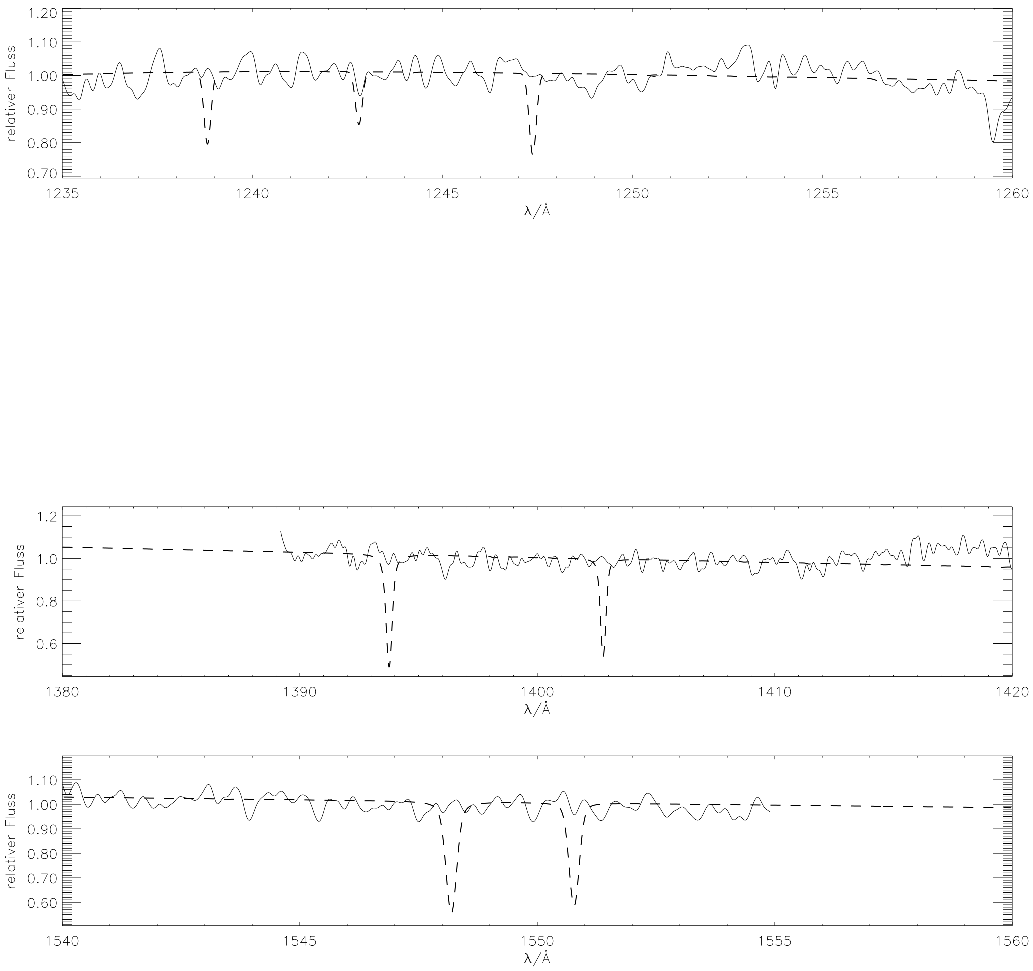

Abbildung C.21: Objekt: PG 1057+719, Modell: $T_{\text{eff}} = 42\,000\,\text{K}$, $\log\, g = 7.9$

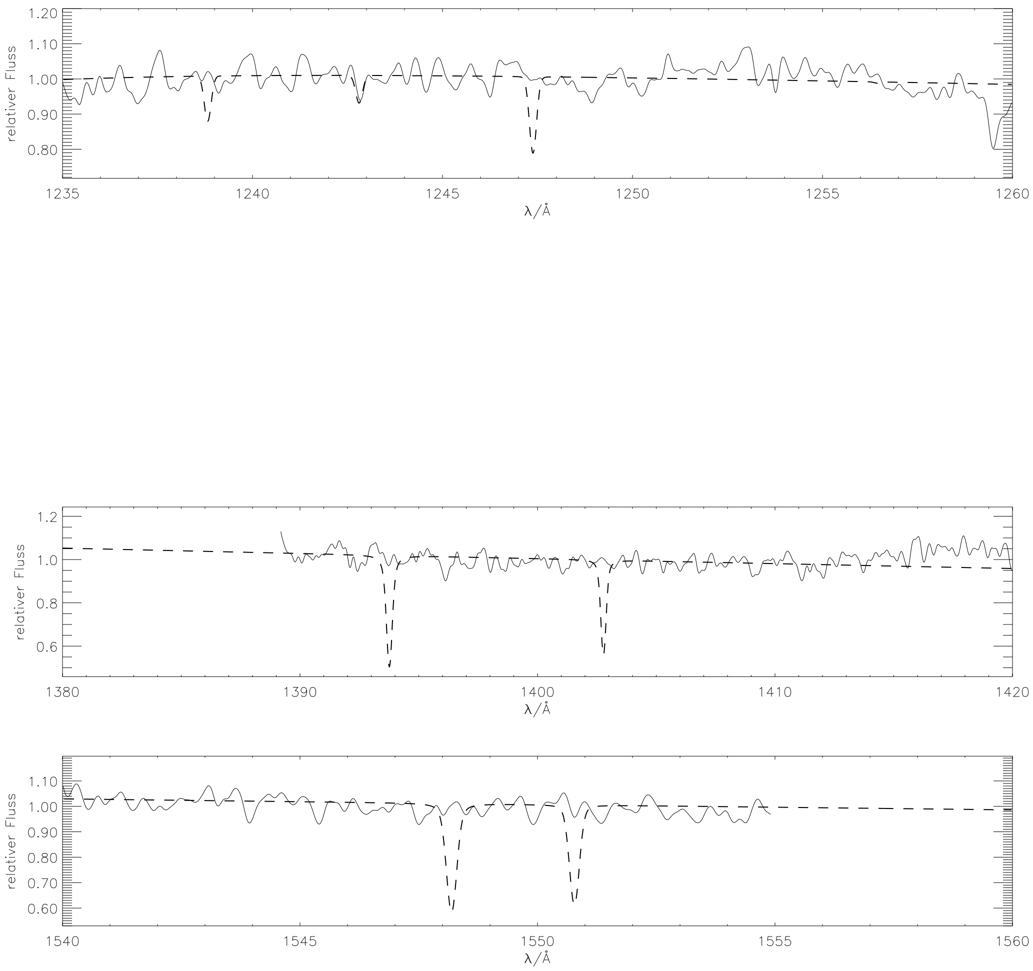

Abbildung C.22: Objekt: PG 1057+719, Modell: $T_{\rm eff} = 42\,000\,\mathrm{K}$, $\log\, g = 8.0$

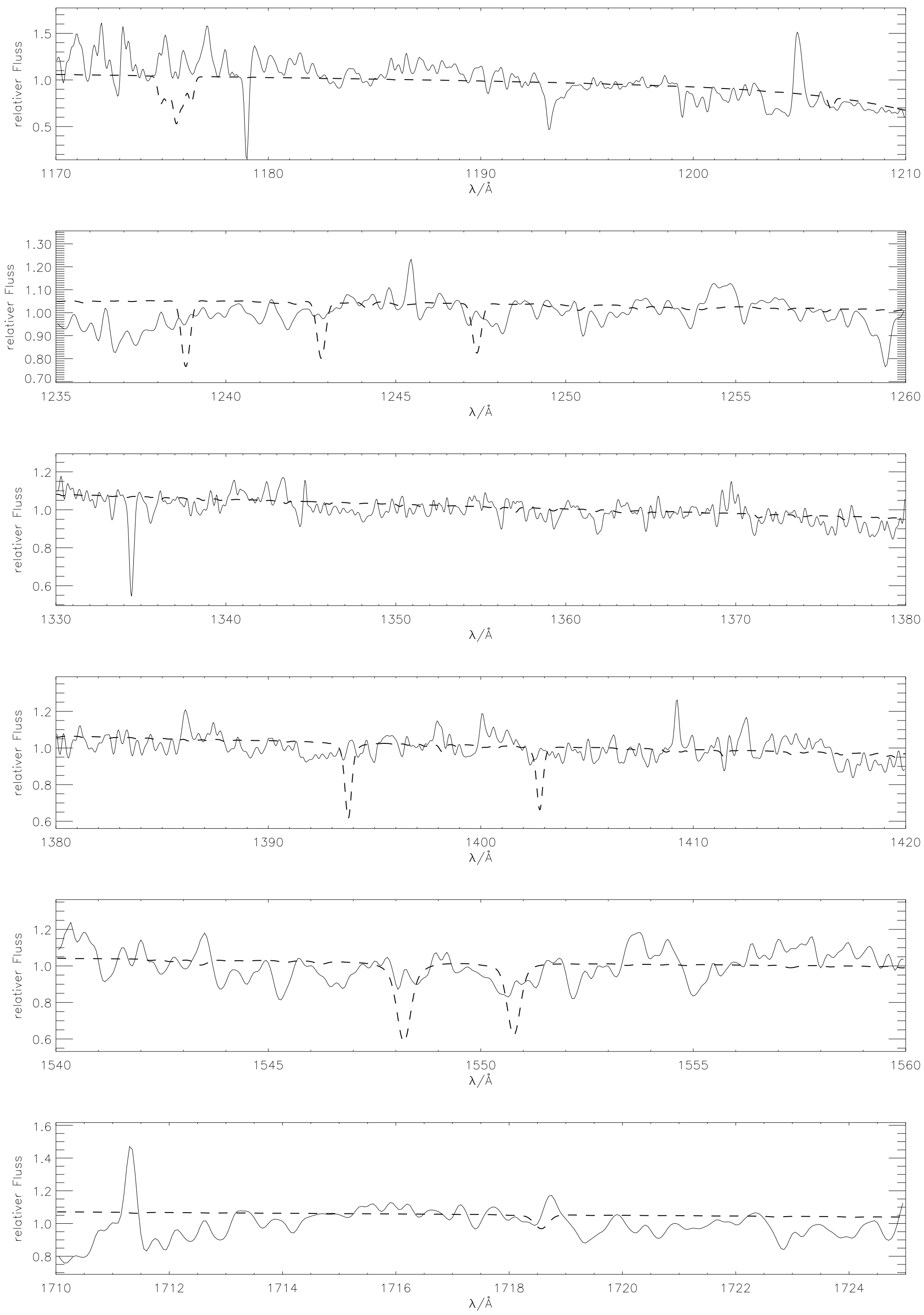

Abbildung C.23: Objekt: RE J1629+78, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 47\,000\,\mathrm{K}$, $\log\, g = 7.8$

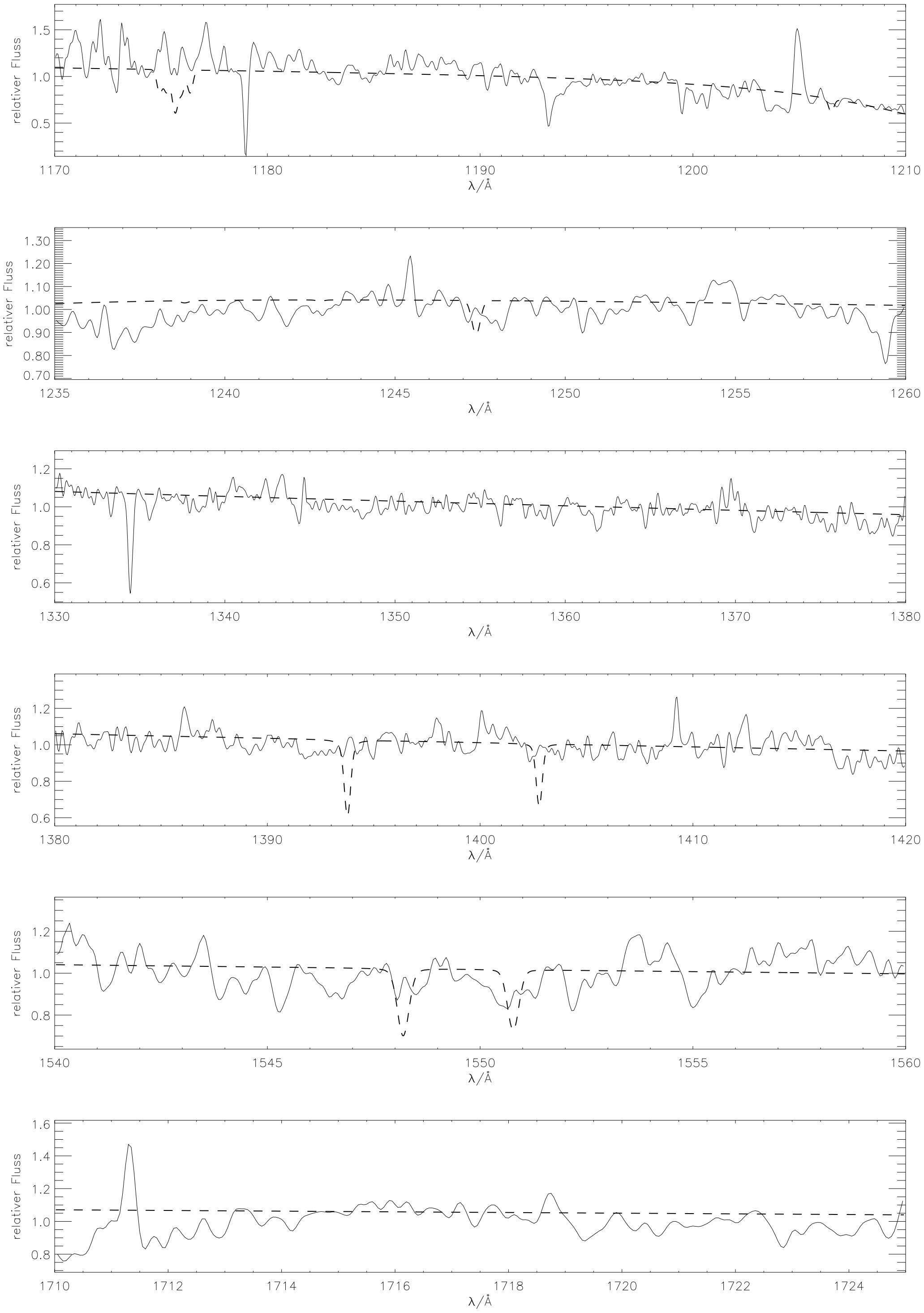

Abbildung C.24: Objekt: RE J1629+78, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 42\,000\,\mathrm{K}$, $\log\, g = 8.1$

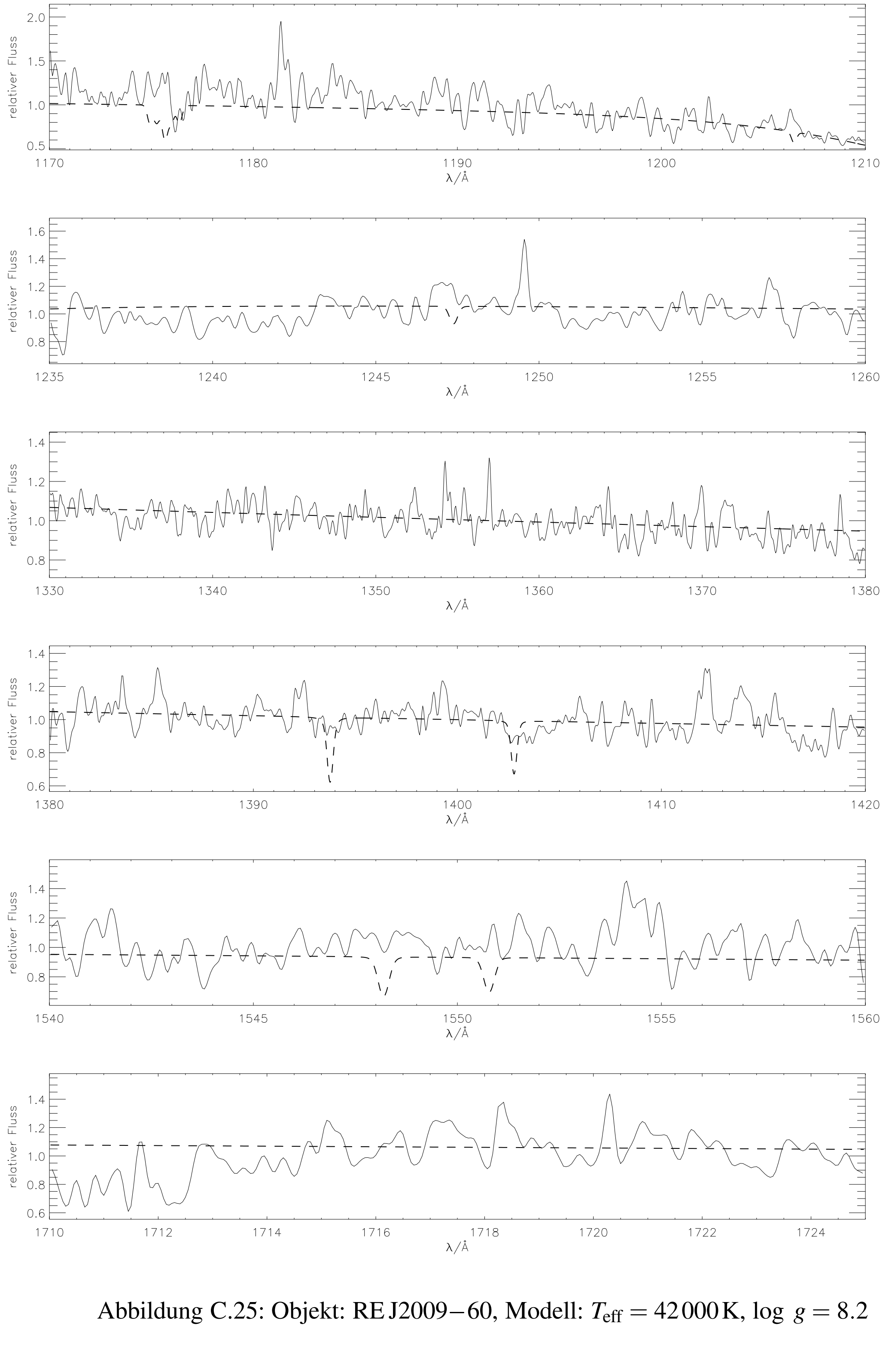

Abbildung C.25: Objekt: RE J2009−60, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 42\,000\,\mathrm{K}$, $\log\,g = 8.2$

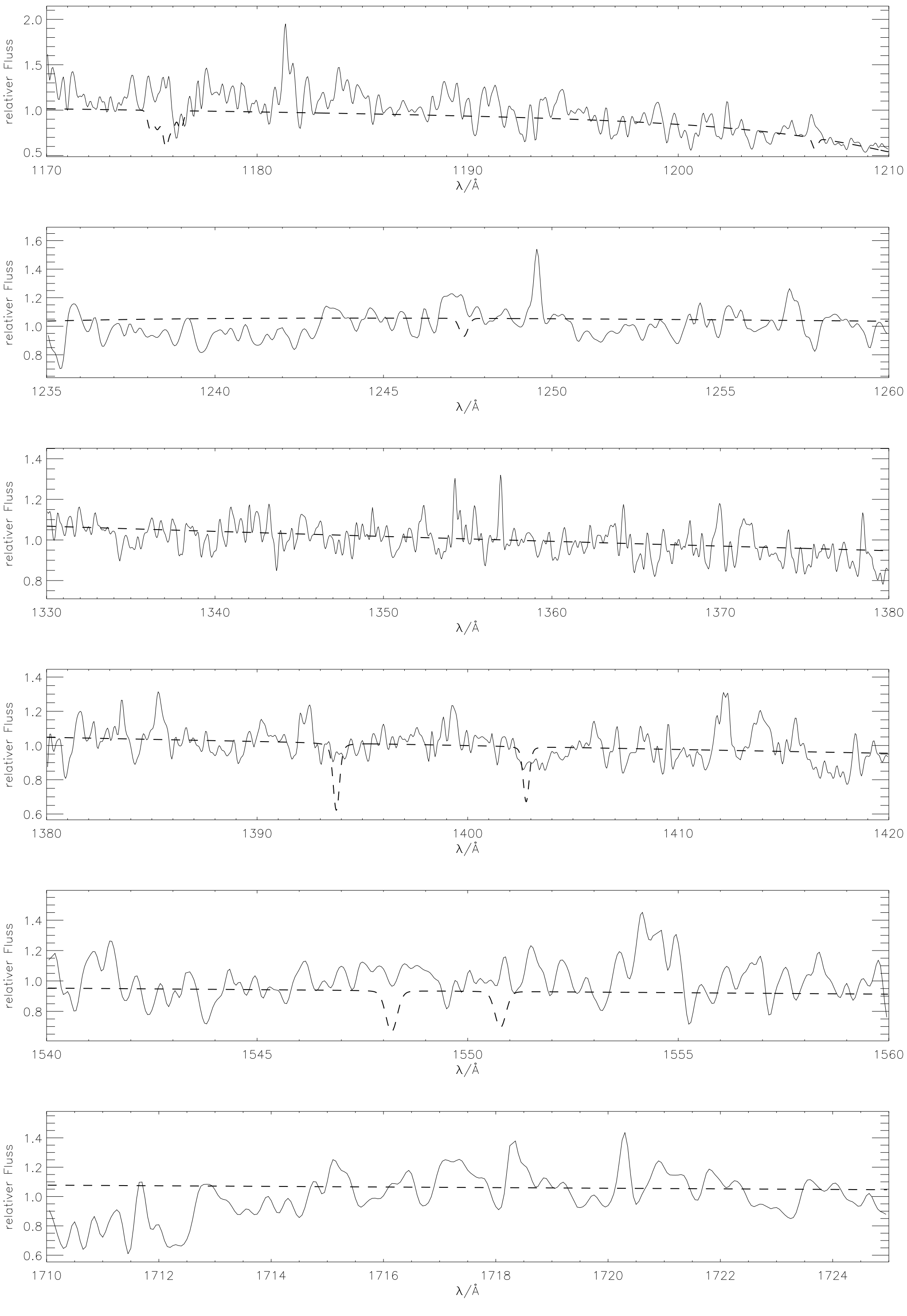

Abbildung C.26: Objekt: RE J2009−60, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 42\,000\,\mathrm{K}$, $\log g = 8.2$

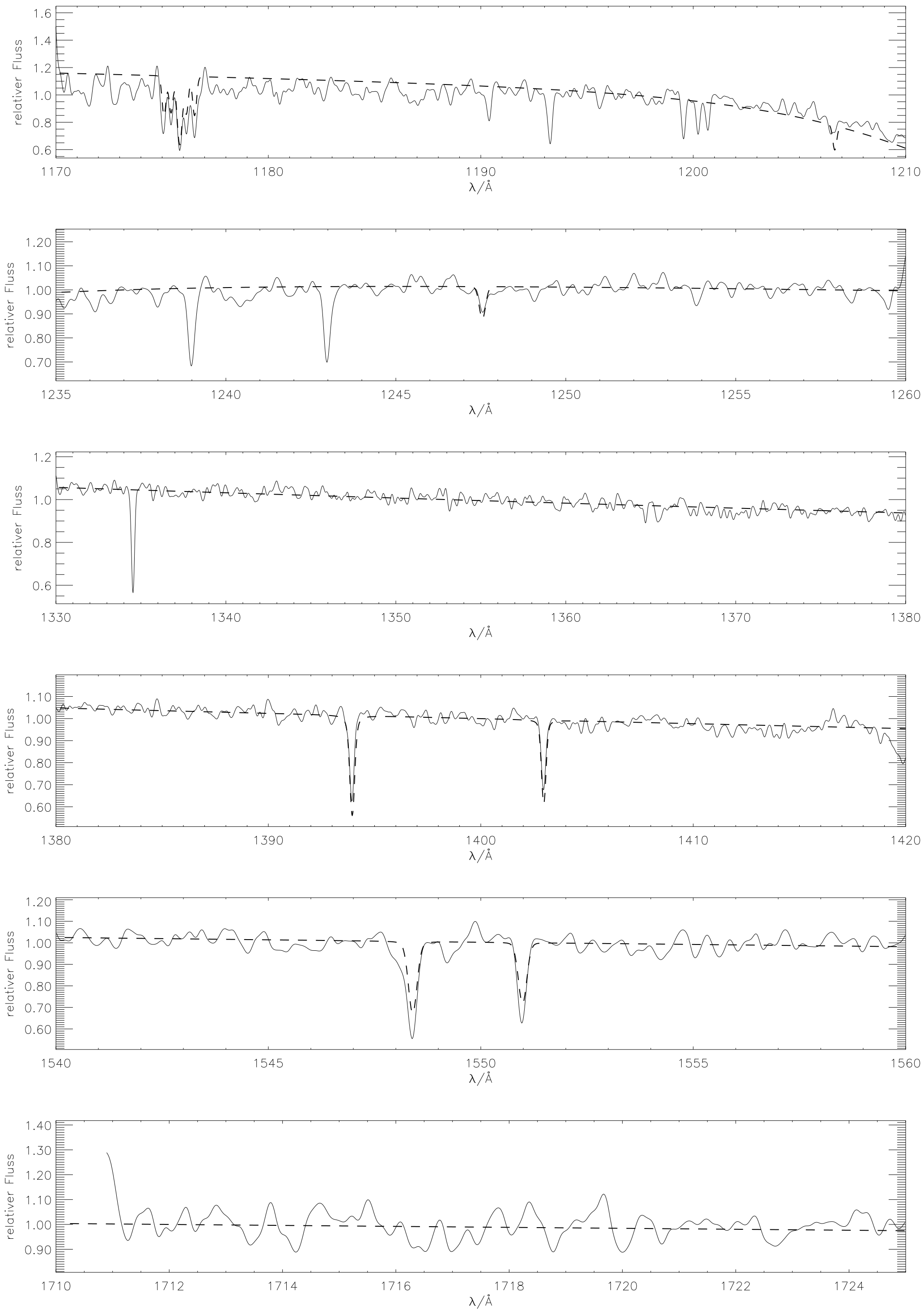

Abbildung C.27: Objekt: RE J1032+53, Modell: $T_{\rm eff} = 44\,000\,$K, $\log\, g = 8.3$

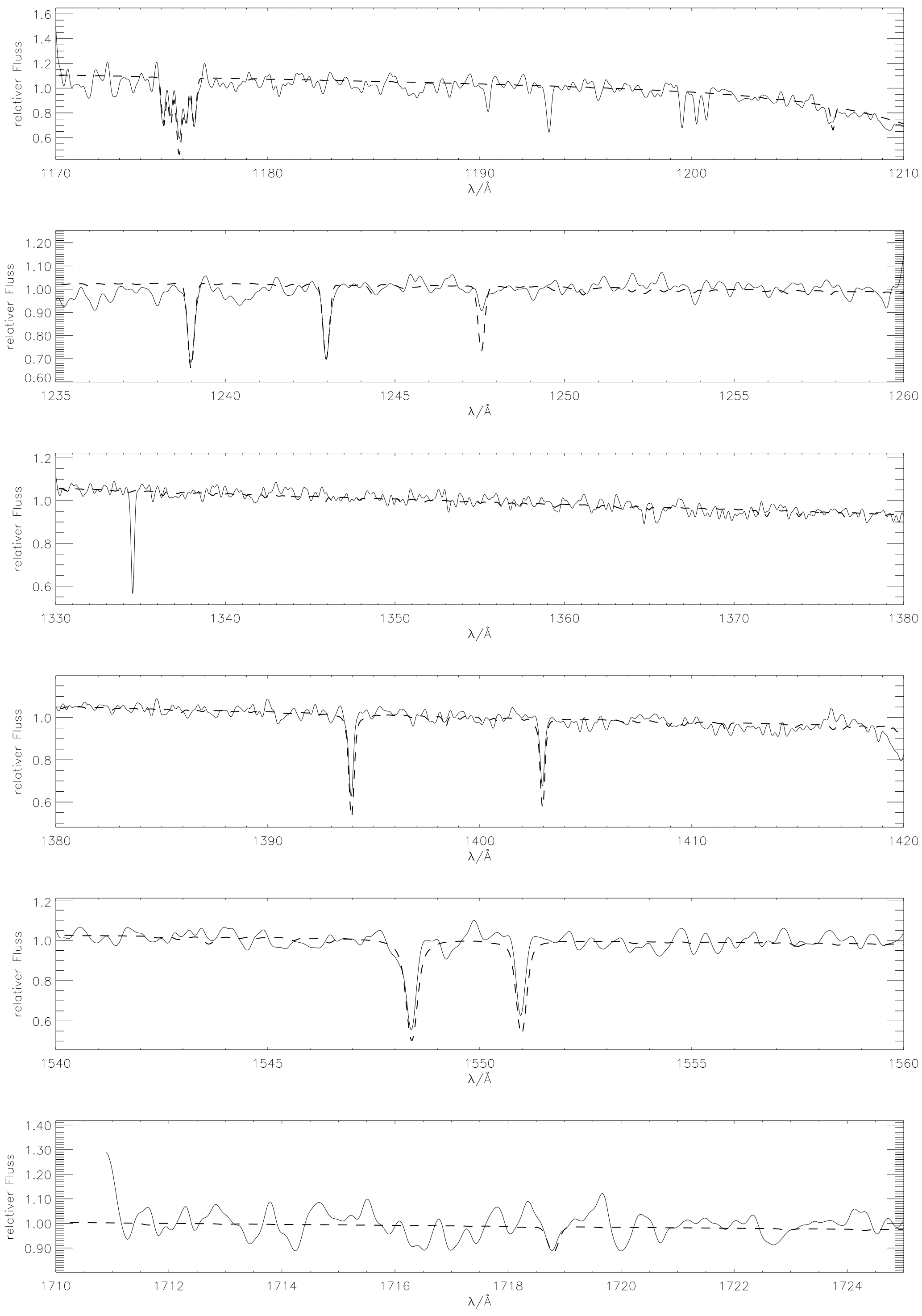

Abbildung C.28: Objekt: RE J1032+53, Modell: $T_{\rm eff} = 47\,000\,$K, $\log\, g = 7.8$

Anhang D

Optische Beobachtungen im Vergleich mit Modellspektren

Die folgenden Abbildungen zeigen von oben nach unten die Balmerlinien bei den Wellenlängen 6563.8, 4861.3, 4340.5, 4102.7, 3970.1 und 3888.1 Å. Zusätzlich zu jedem beobachteten Spektrum (durchgezogene Linie) ist jeweils ein aus einem geschichteten Atmosphärenmodell berechnetes theoretisches Spektrum (gestrichelte Linie) mit den von Wolff et al. (1998) angegebenen Parametern[1] und, auf der gegenüberliegenden Seite, mit den in der vorliegenden Arbeit im EUV abgeleiteten Parametern eingezeichnet. TWIN-Spektren sind wie in Kapitel 7.1 beschrieben mit 3.5 Å, SAAO-Spektren mit 6 Å geglättet, die Modelle entsprechend mit 4.94 und 8.4 Å.

[1] Effektivtemperatur und Oberflächenschwerebeschleunigung

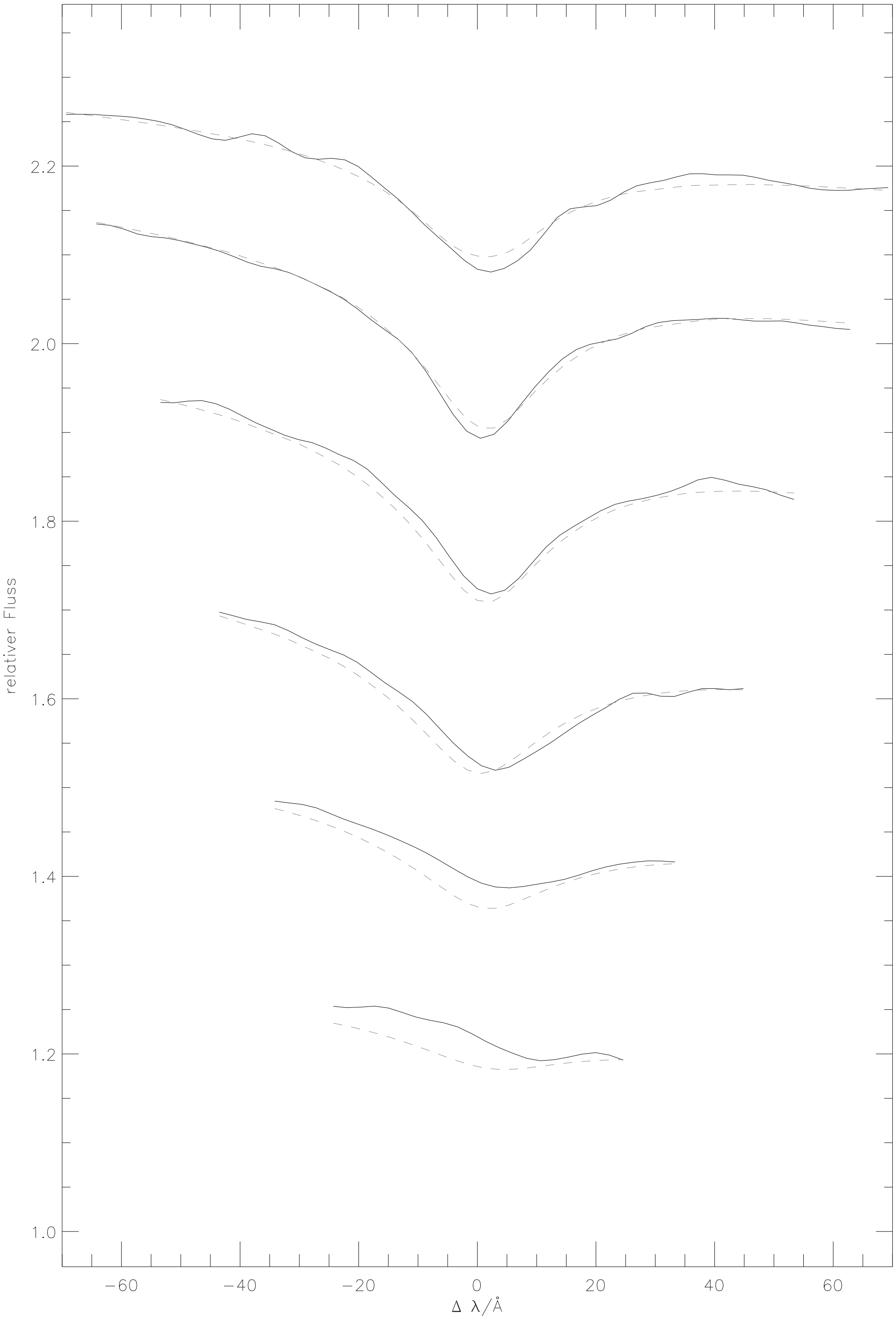

Abbildung D.1: Objekt: RE J0623−37, Modell: $T_{\text{eff}} = 58\,000\,\text{K}$, $\log\, g = 7.3$

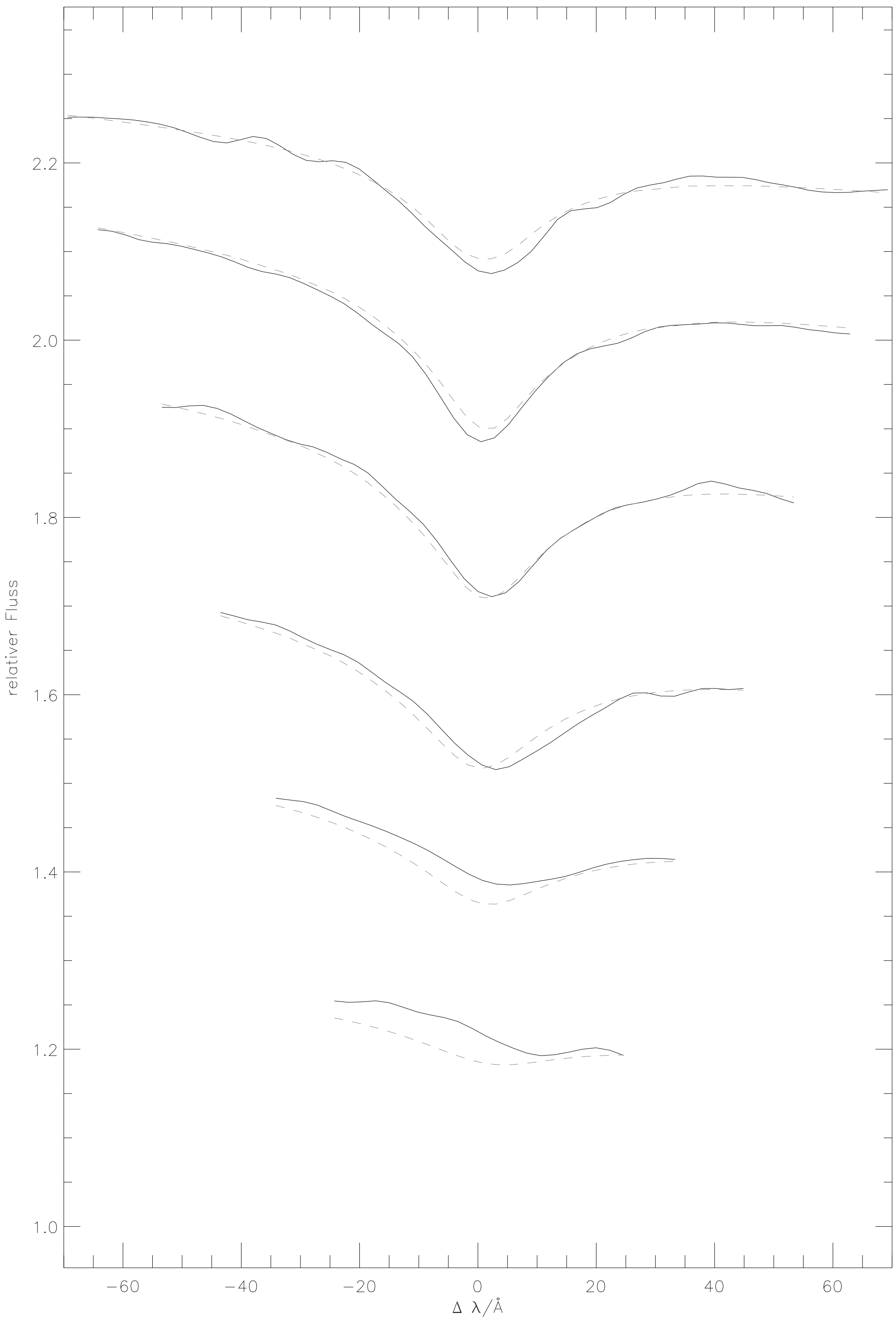

Abbildung D.2: Objekt: RE J0623−37, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 61\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.2$

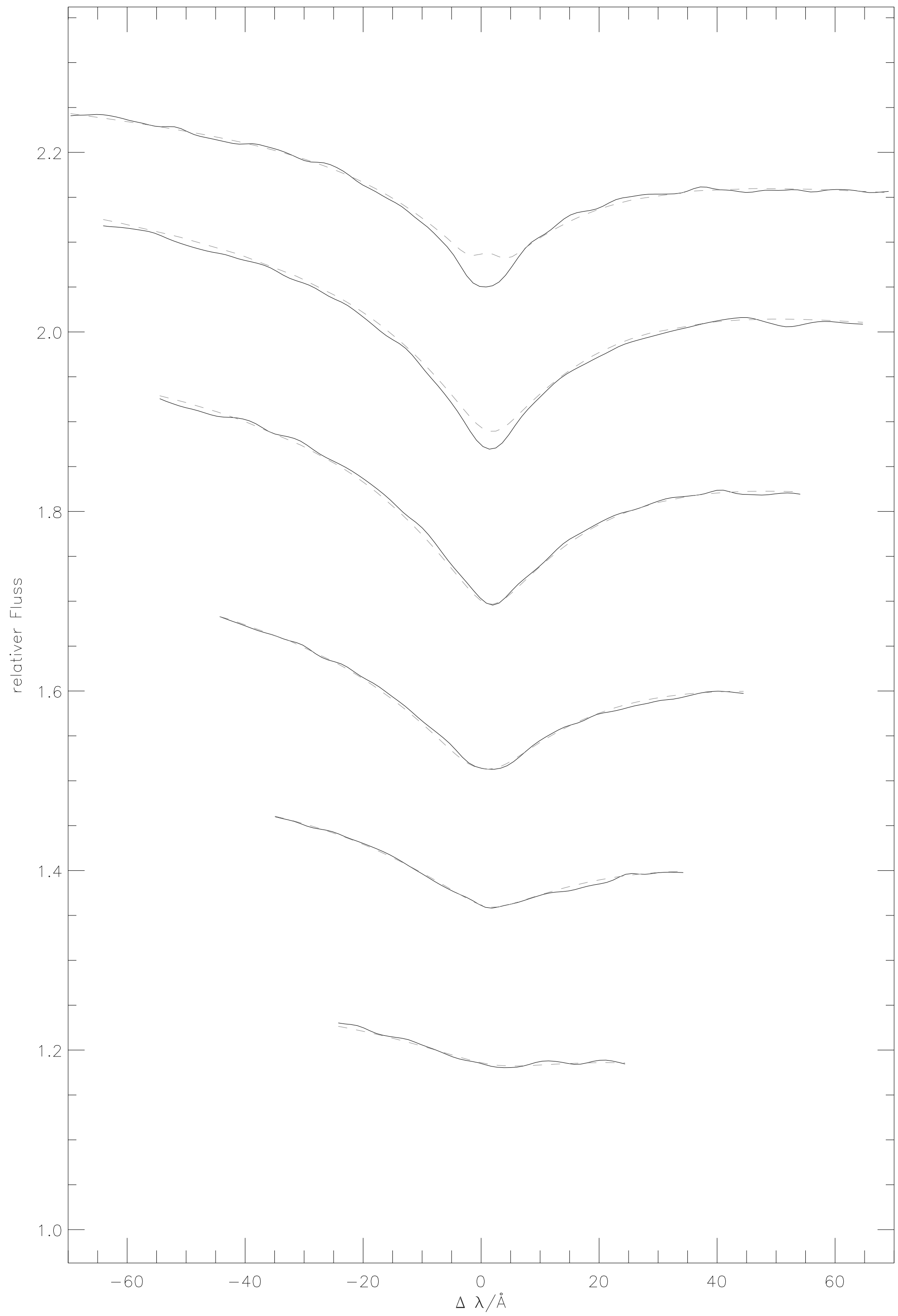

Abbildung D.3: Objekt: G 191-B2B, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 56000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.6$

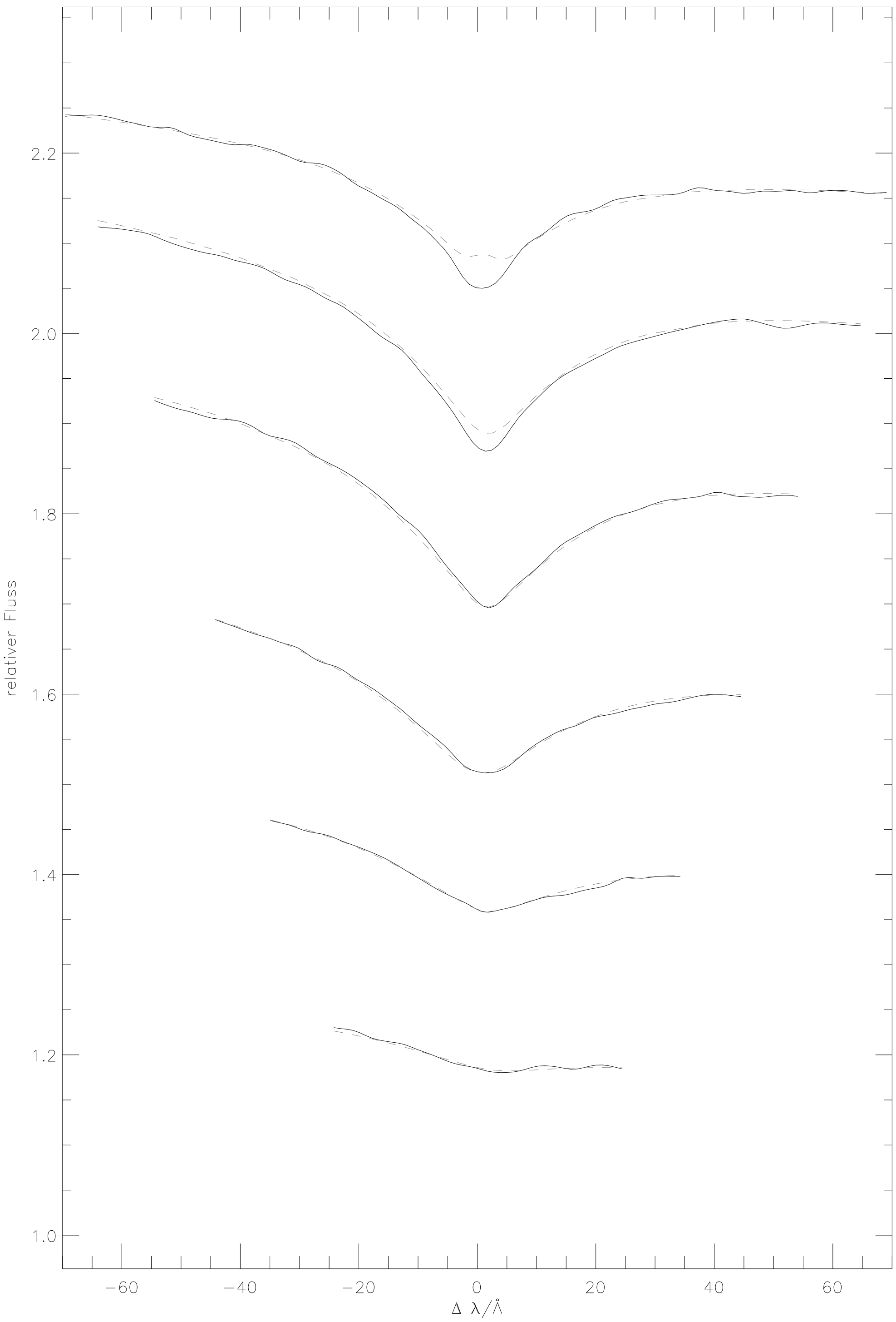

Abbildung D.4: Objekt: G 191-B2B, Modell: $T_{\text{eff}} = 56000\,\text{K}$, $\log\ g = 7.6$

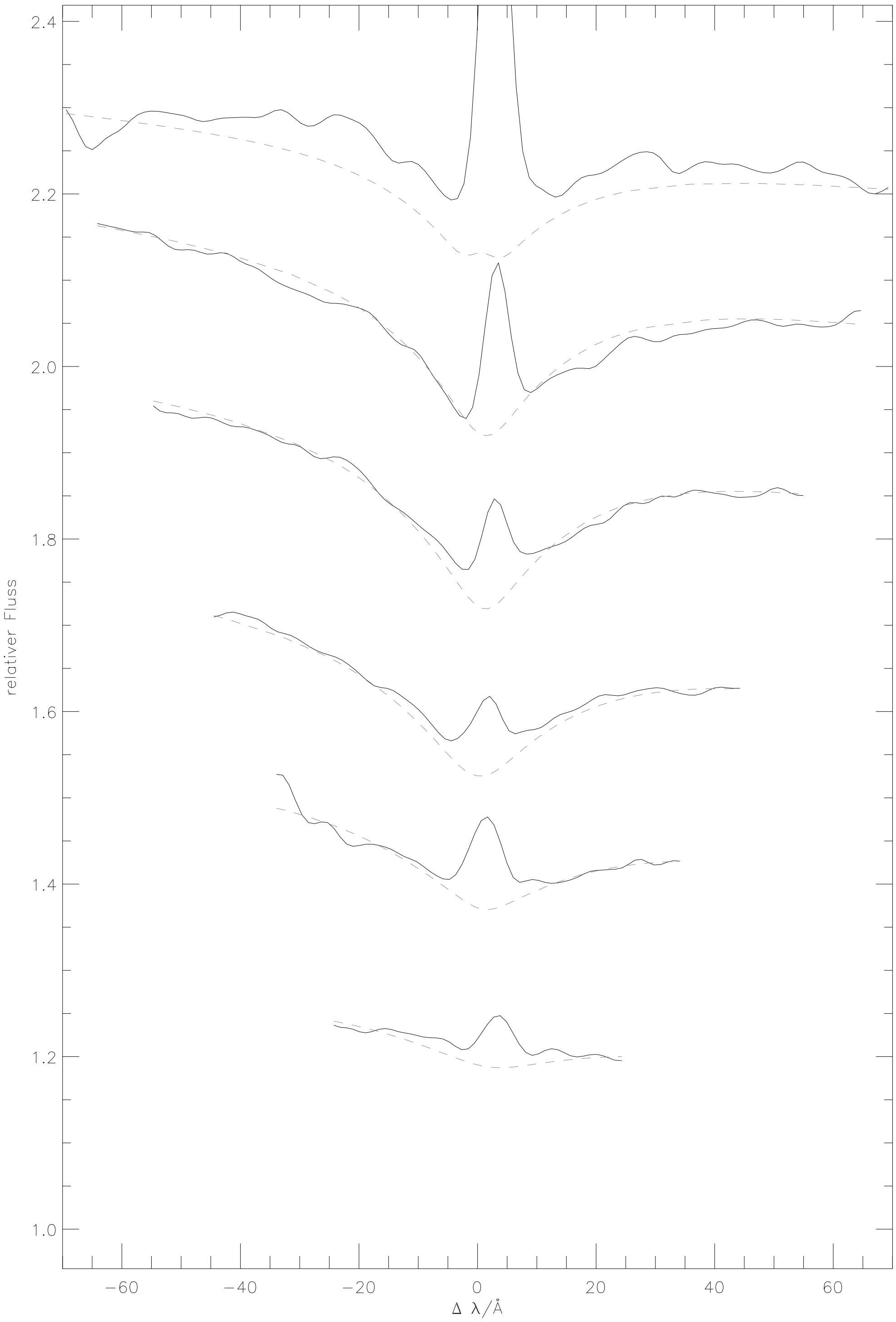

Abbildung D.5: Objekt: Feige 24, Modell: $T_{\text{eff}} = 58\,000\,\text{K}$, $\log\, g = 7.3$

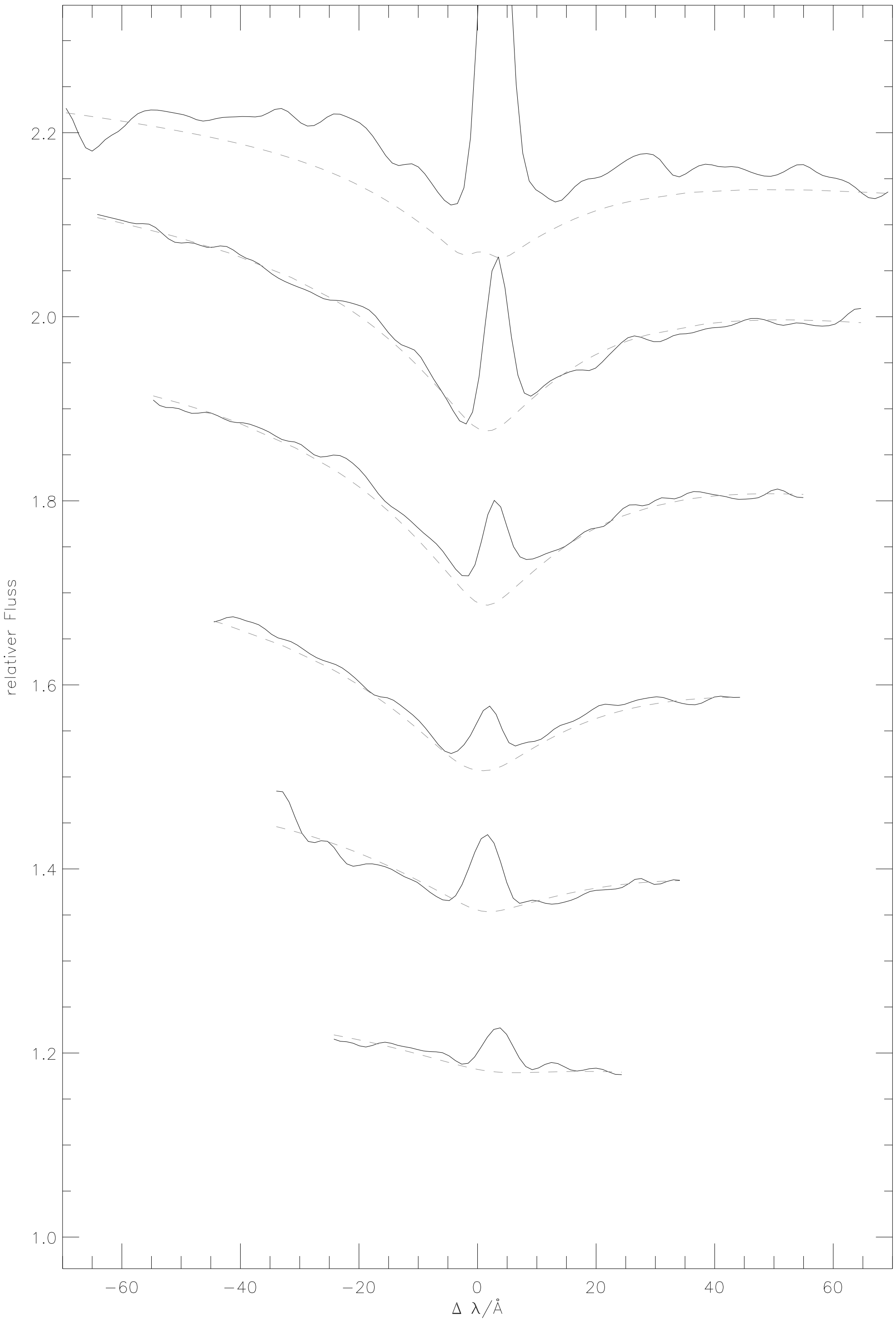

Abbildung D.6: Objekt: Feige 24, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 56\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.7$

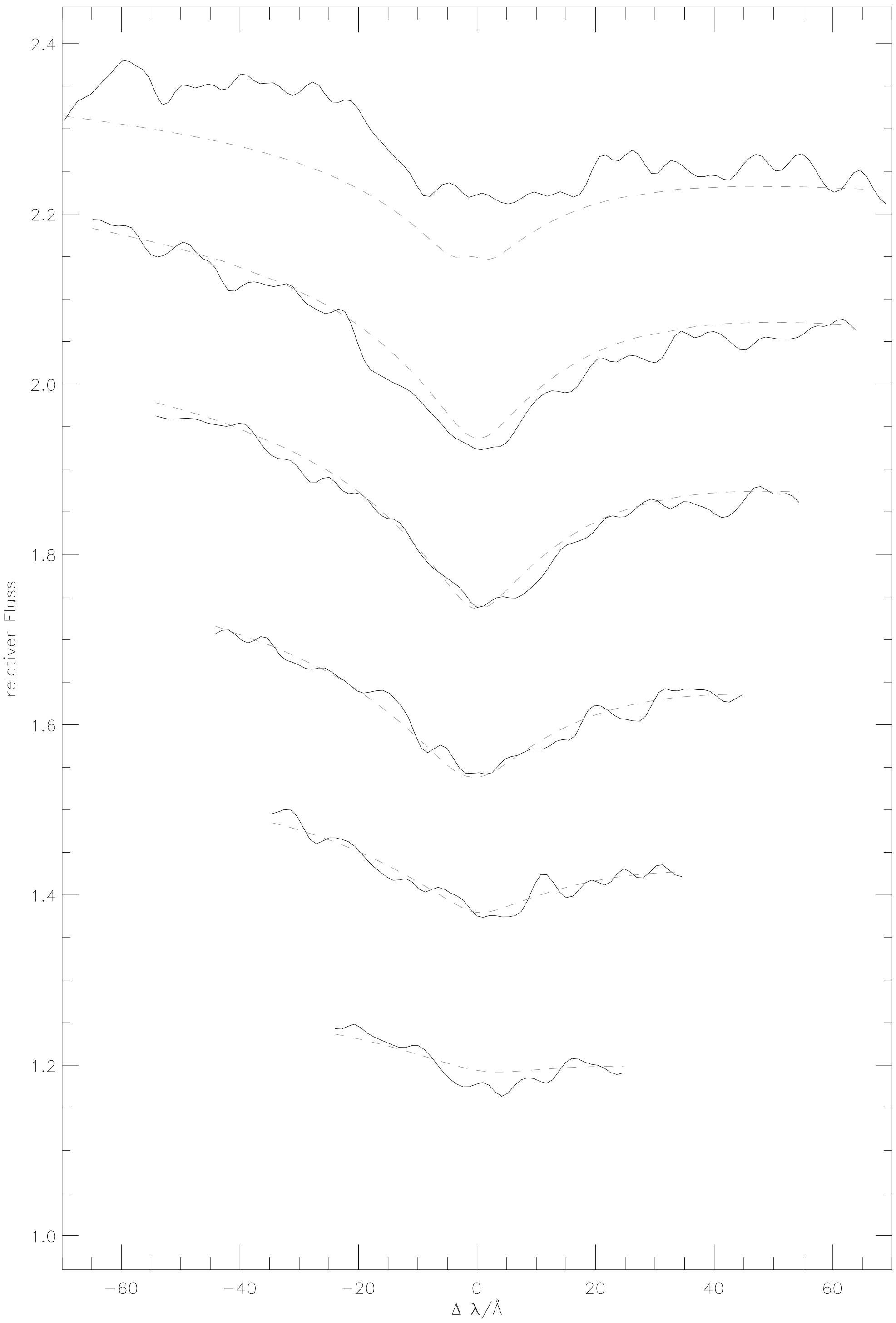

Abbildung D.7: Objekt: PG 1123+189, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 53\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.6$

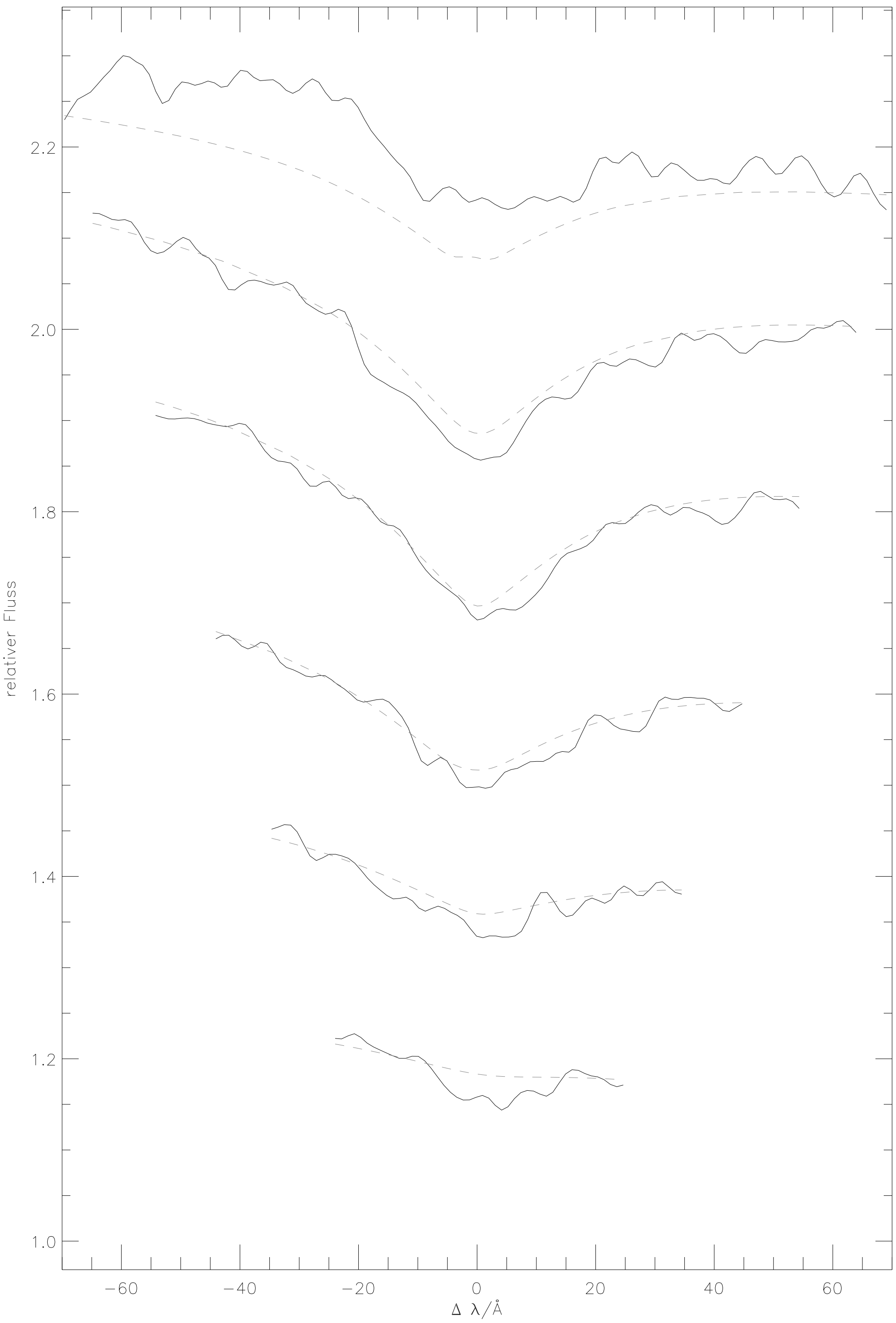

Abbildung D.8: Objekt: PG 1123+189, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 54\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.9$

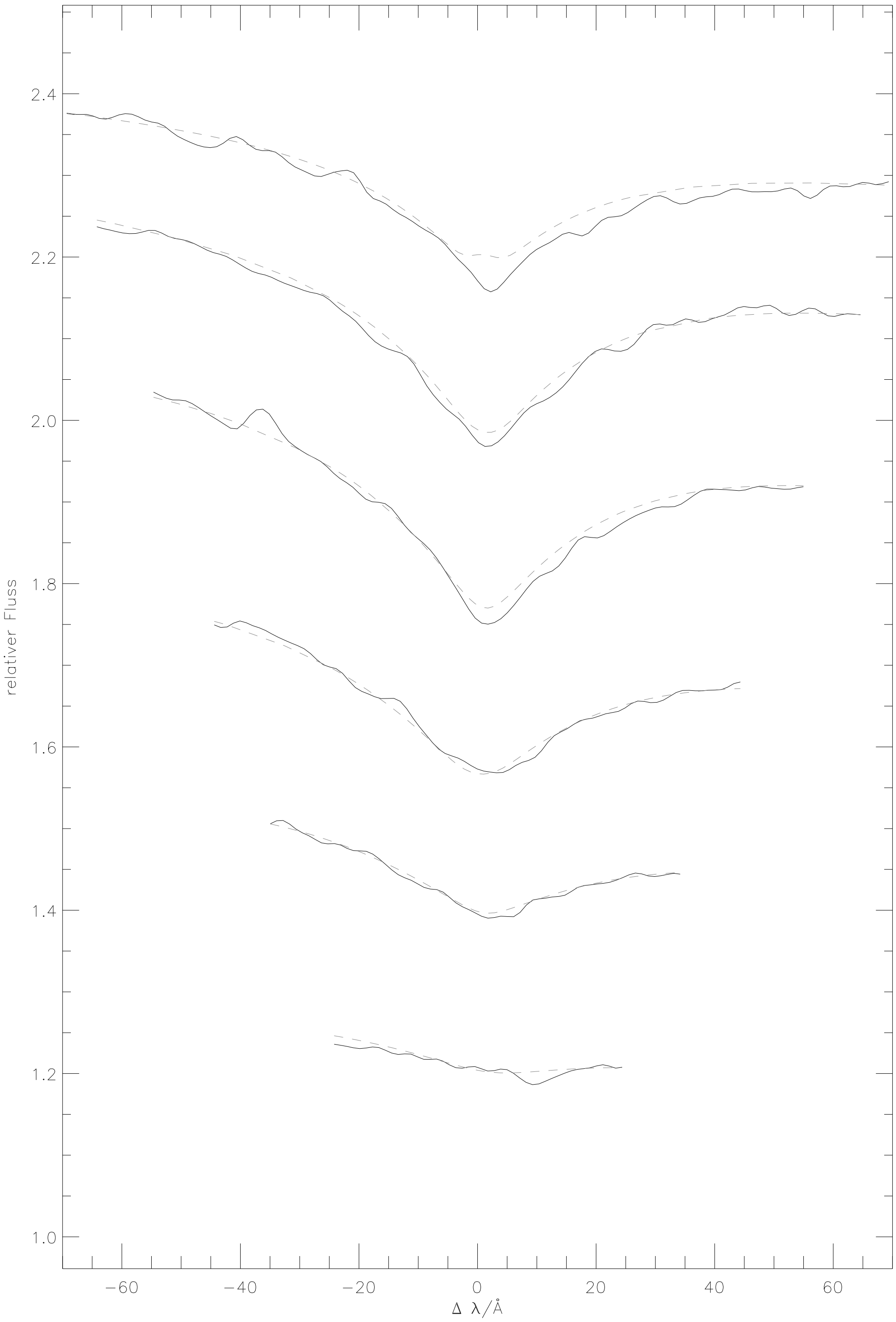

Abbildung D.9: Objekt: GD 2, Modell: $T_{\rm eff} = 50\,000\,$K, $\log\, g = 7.7$

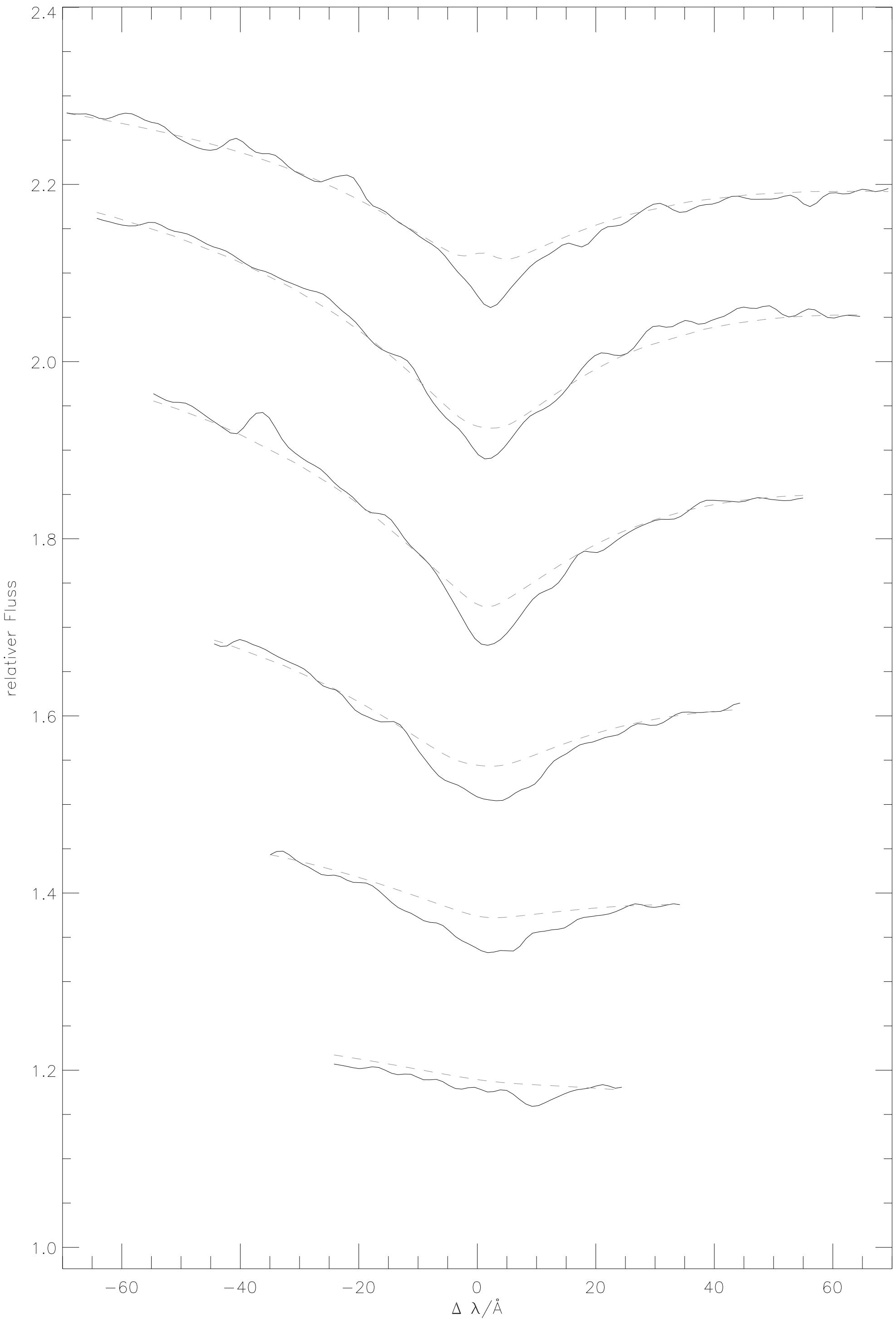

Abbildung D.10: Objekt: GD 2, Modell: $T_{\text{eff}} = 50\,000\,\text{K}$, $\log\ g = 8.3$

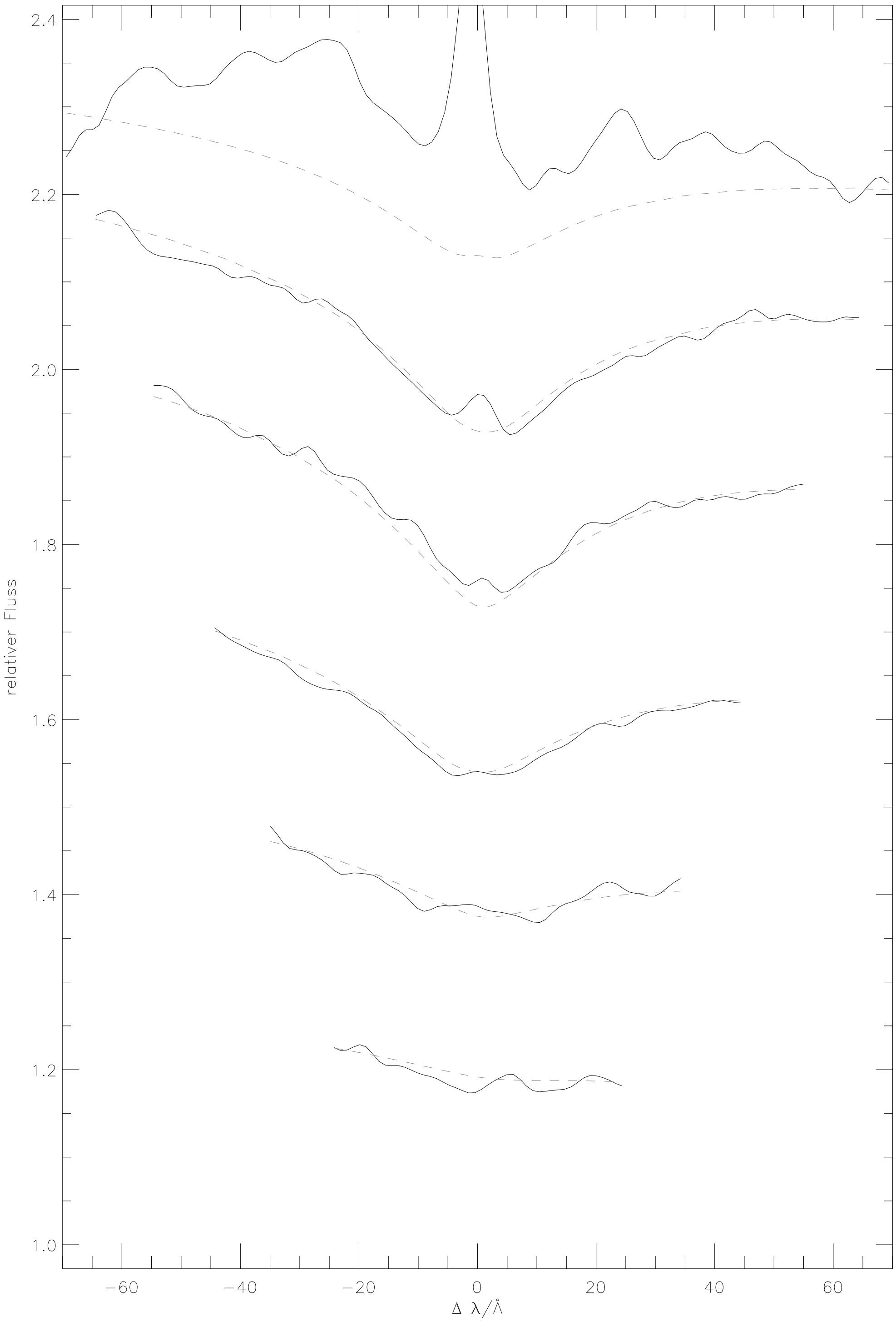

Abbildung D.11: Objekt: HZ 43 A, Modell: $T_{\rm eff} = 50000\,$K, log $g = 8.0$

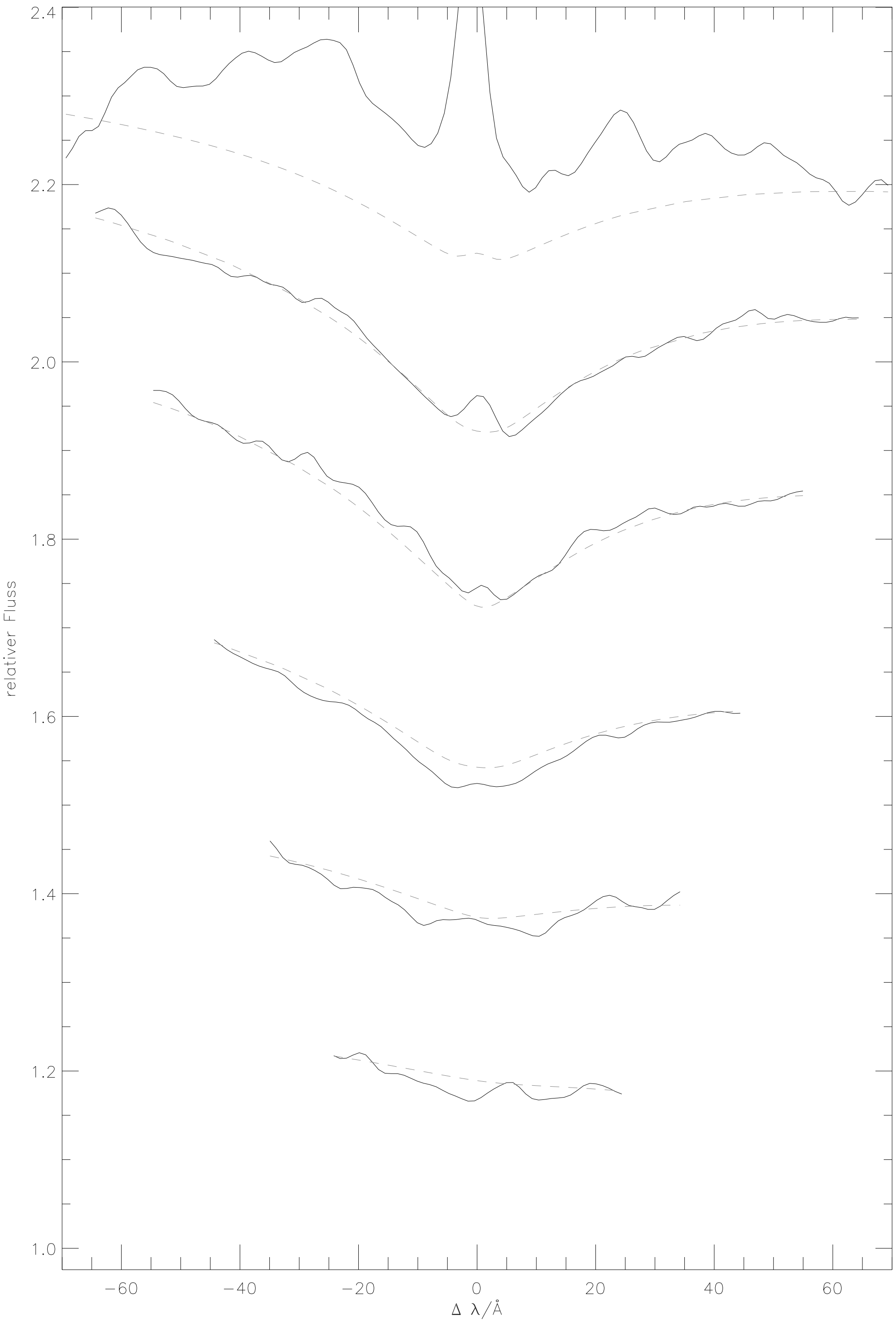

Abbildung D.12: Objekt: HZ 43 A, Modell: $T_{\rm eff} = 50000\,\rm K$, $\log\, g = 8.3$

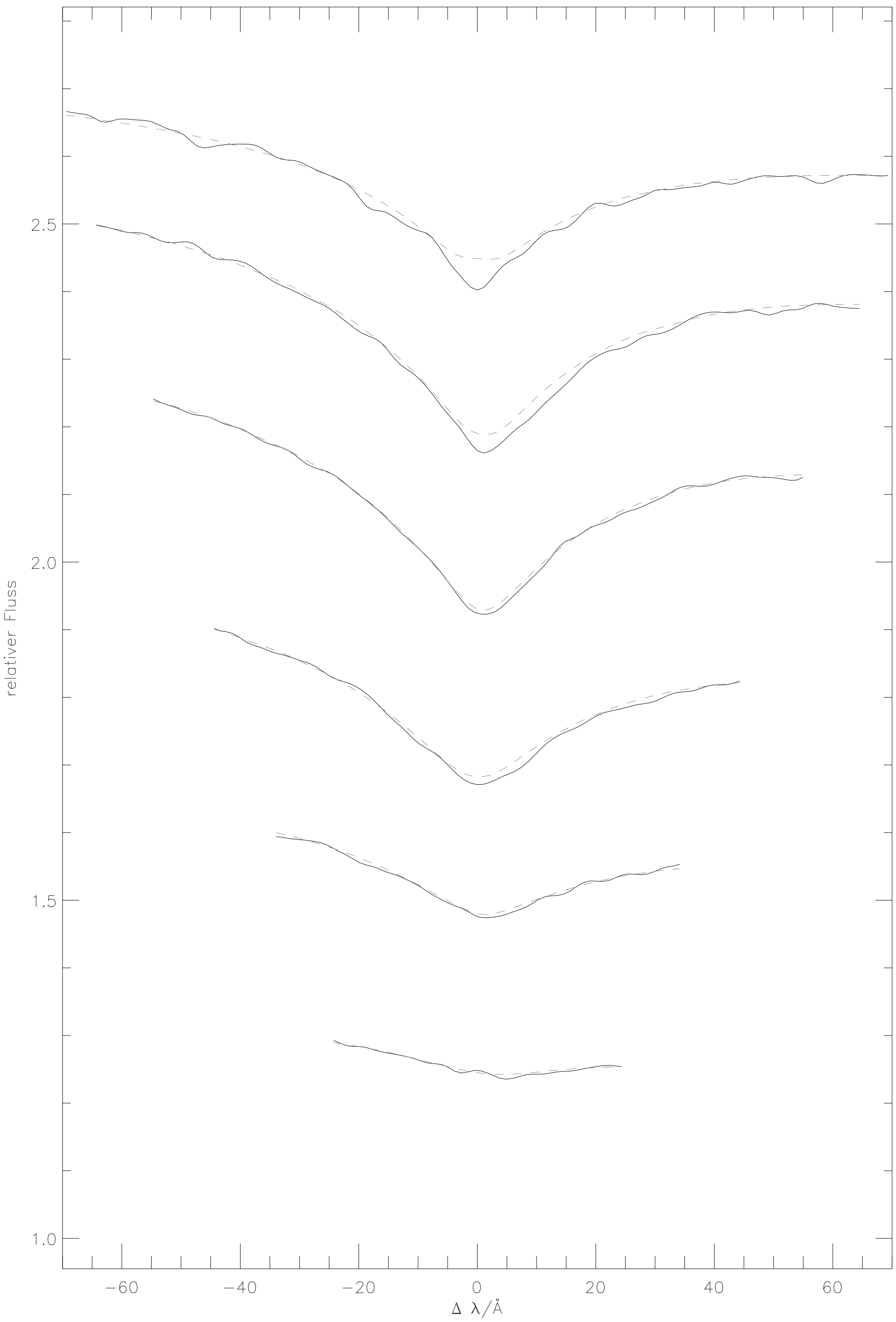

Abbildung D.13: Objekt: PG 1057+719, Modell: $T_{\rm eff} = 42\,000\,{\rm K}$, $\log\ g = 7.9$

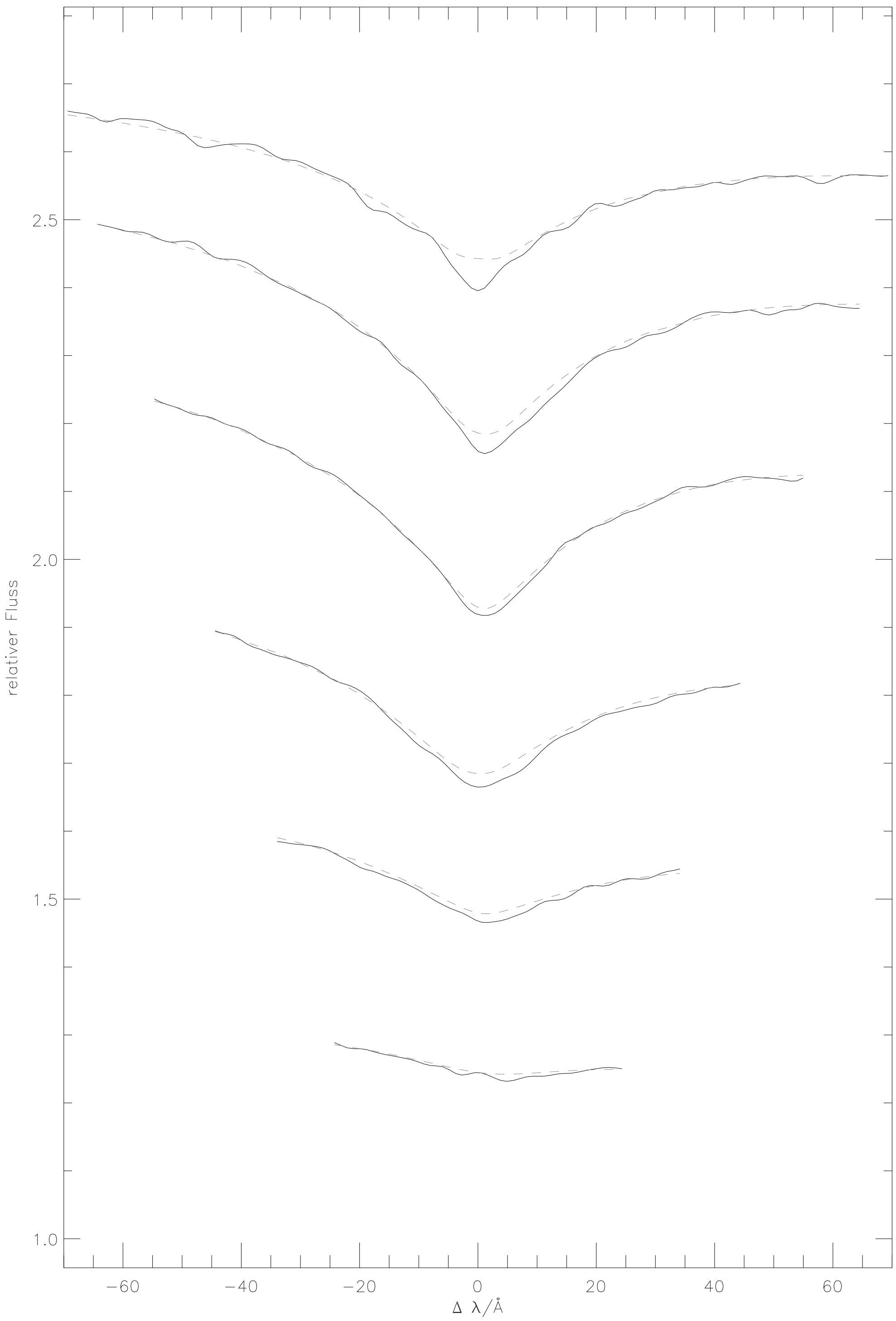

Abbildung D.14: Objekt: PG 1057+719, Modell: $T_{\text{eff}} = 42\,000\,\text{K}$, $\log\,g = 8.0$

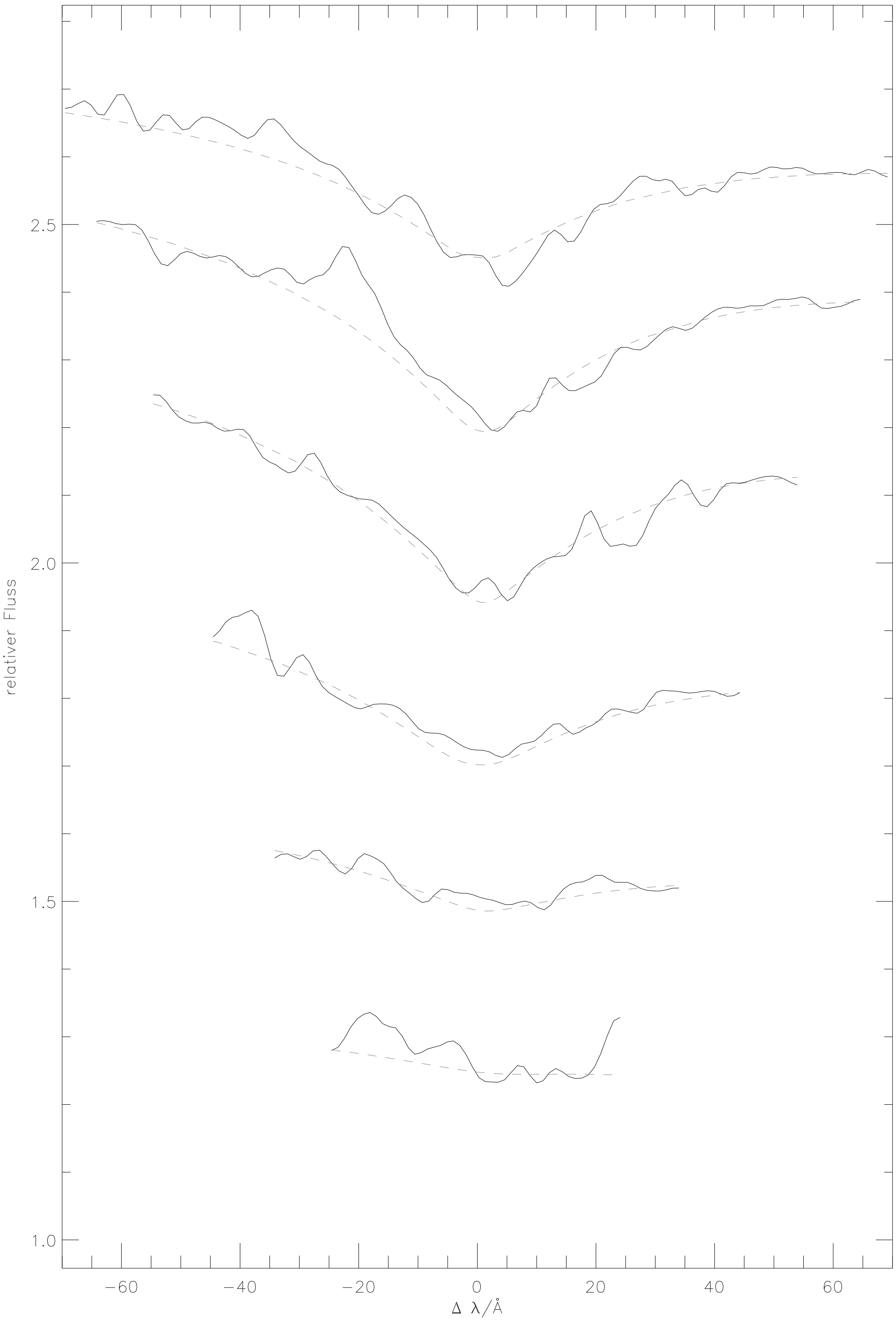

Abbildung D.15: Objekt: RE J0632−05, Modell: $T_{\rm eff} = 44\,000\,\mathrm{K}$, $\log\, g = 8.3$

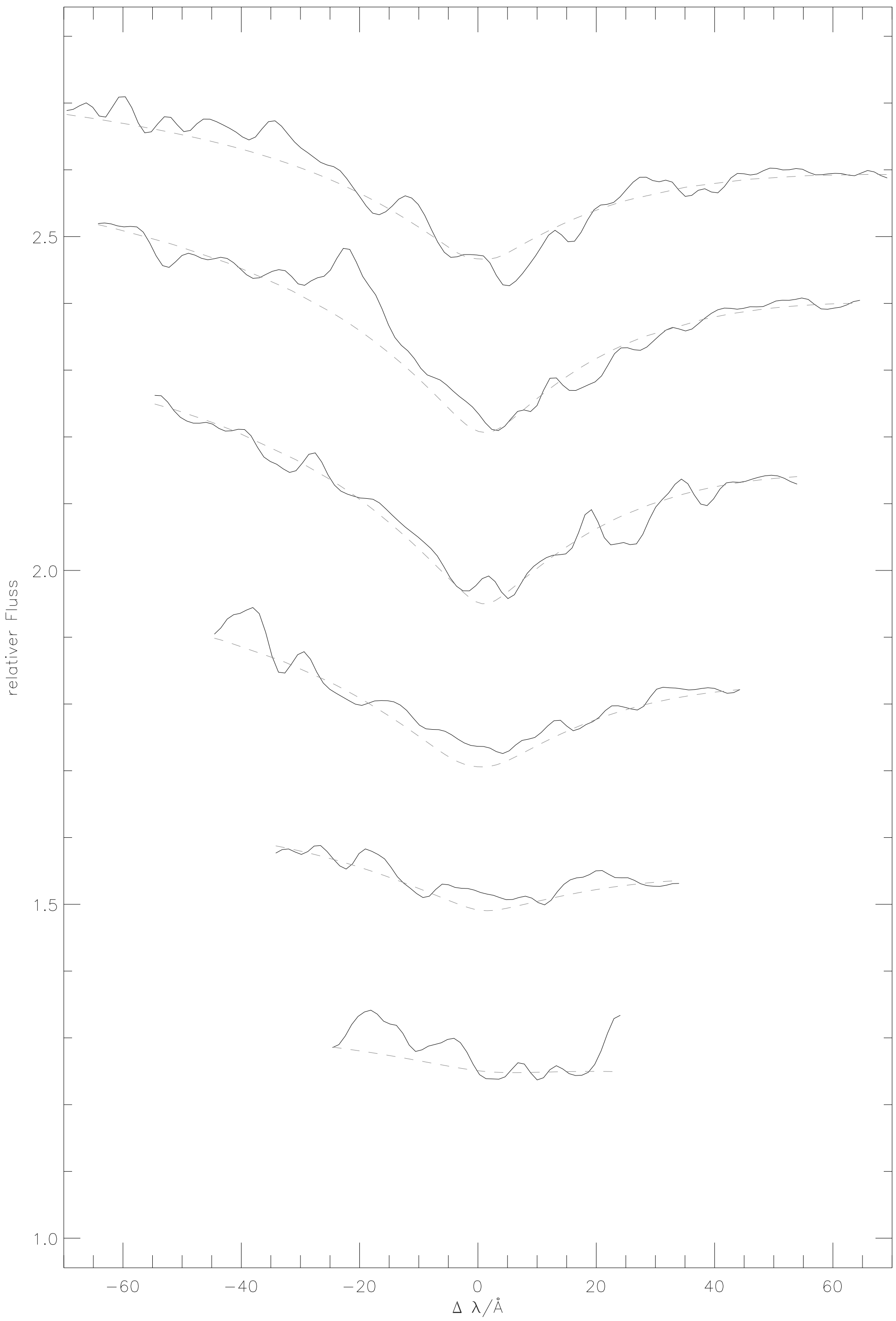

Abbildung D.16: Objekt: RE J0632−05, Modell: $T_{\text{eff}} = 44\,000\,\text{K}$, $\log\, g = 8.2$

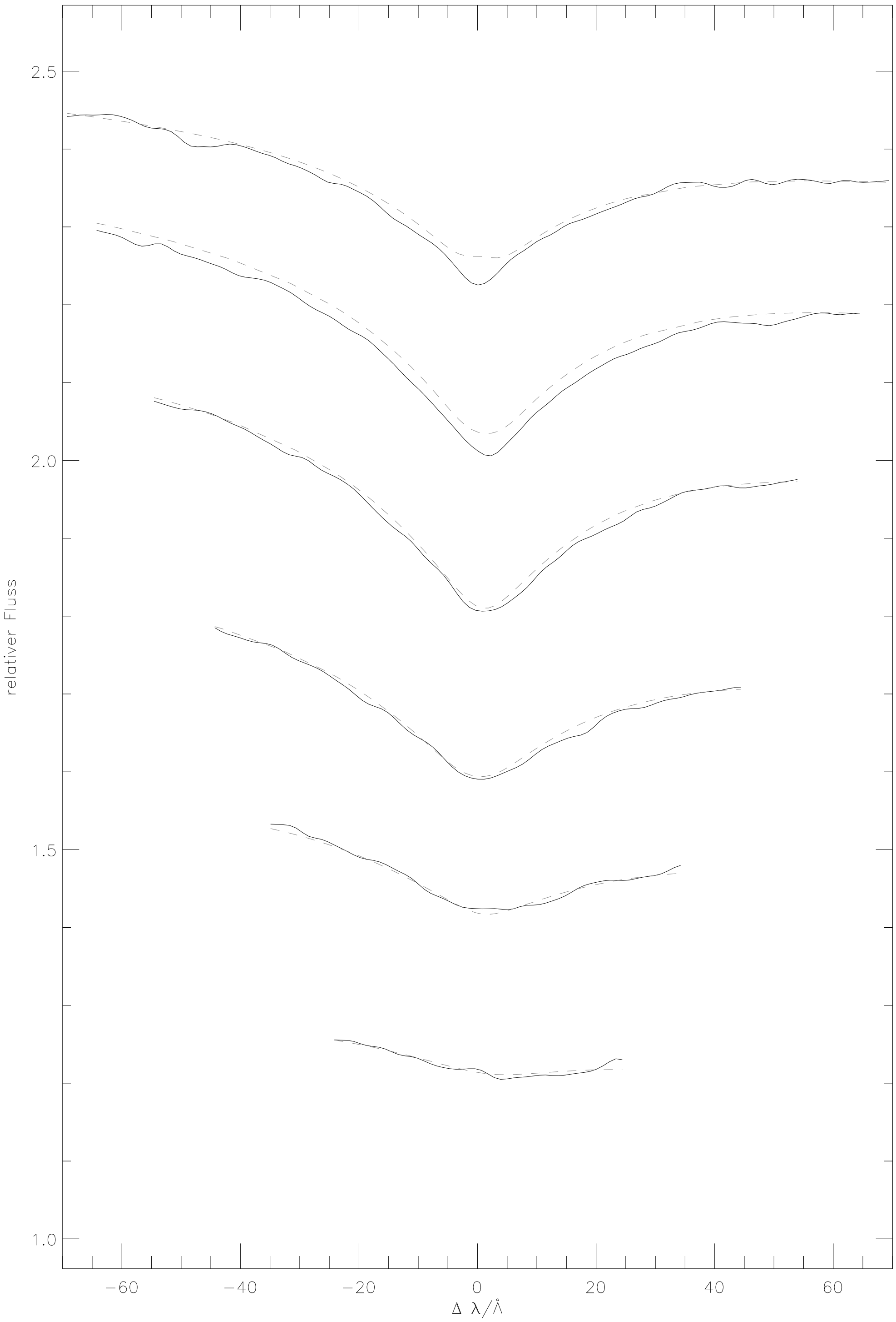

Abbildung D.17: Objekt: RE J1032+53, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 47\,000\,\mathrm{K}$, $\log\ g = 7.8$

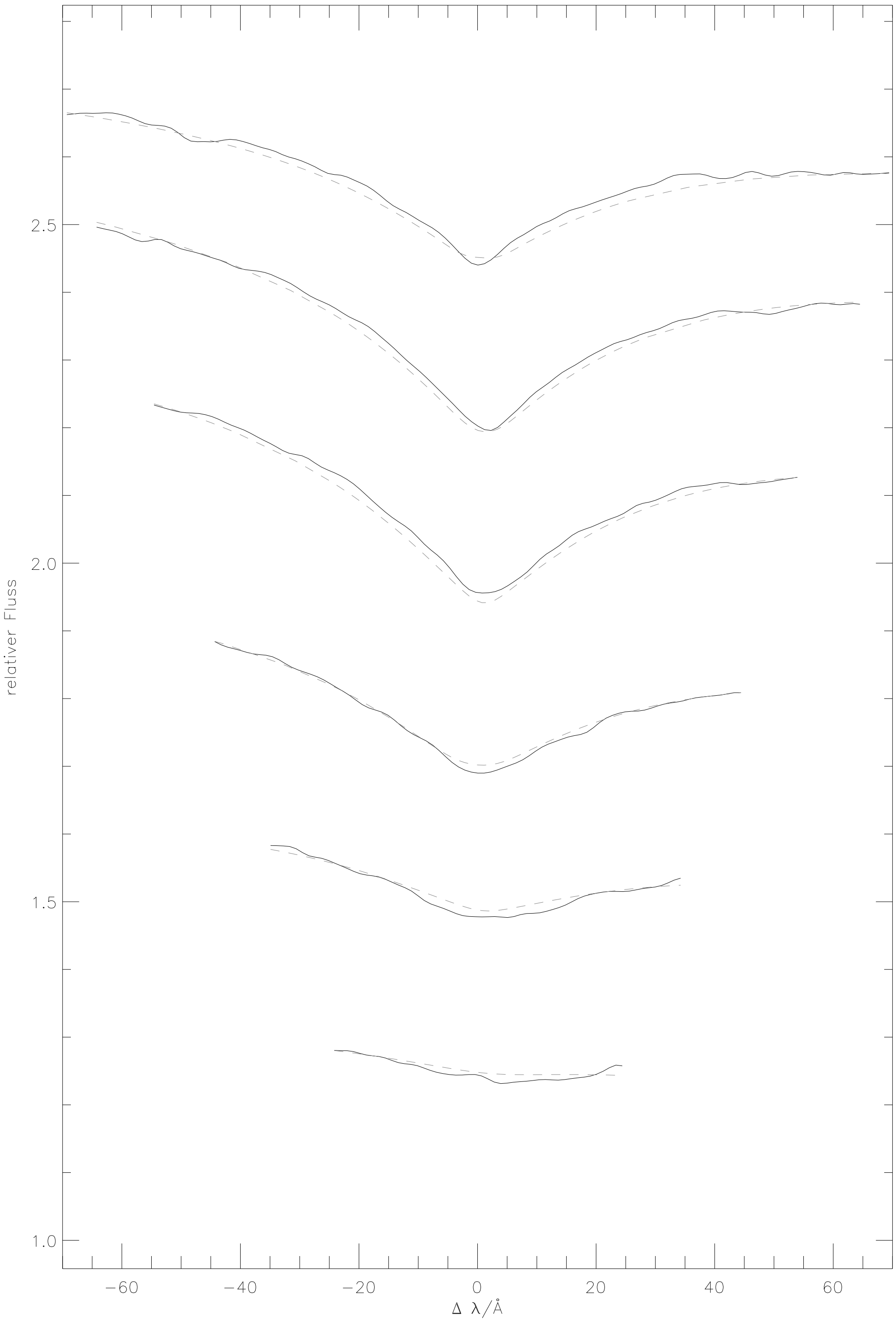

Abbildung D.18: Objekt: RE J1032+53, Modell: $T_{\rm eff} = 44\,000\,\rm K$, $\log\, g = 8.3$

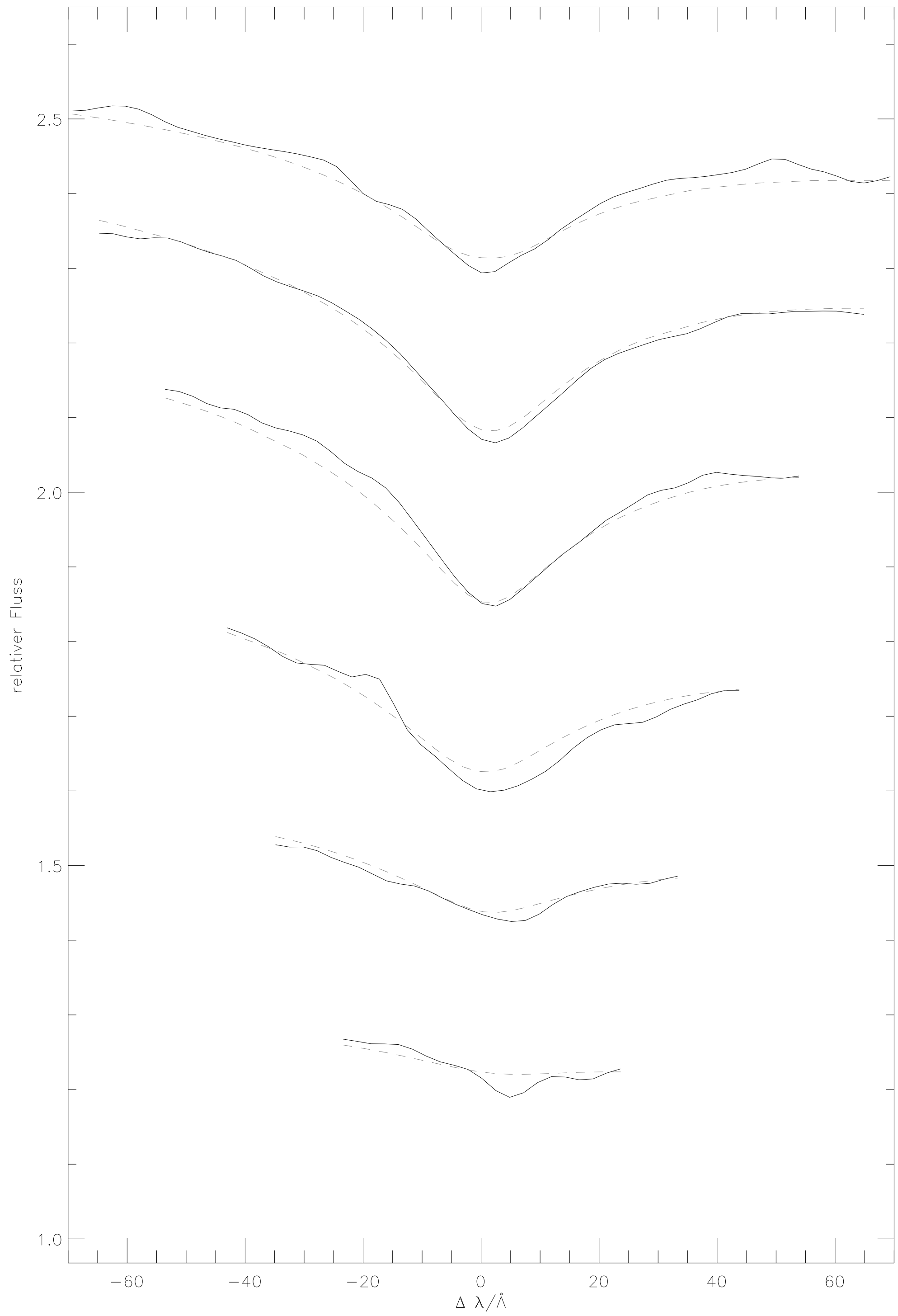

Abbildung D.19: Objekt: RE J0715−70, Modell: $T_{\mathrm{eff}} = 44\,000\,\mathrm{K}$, $\log\, g = 8.0$

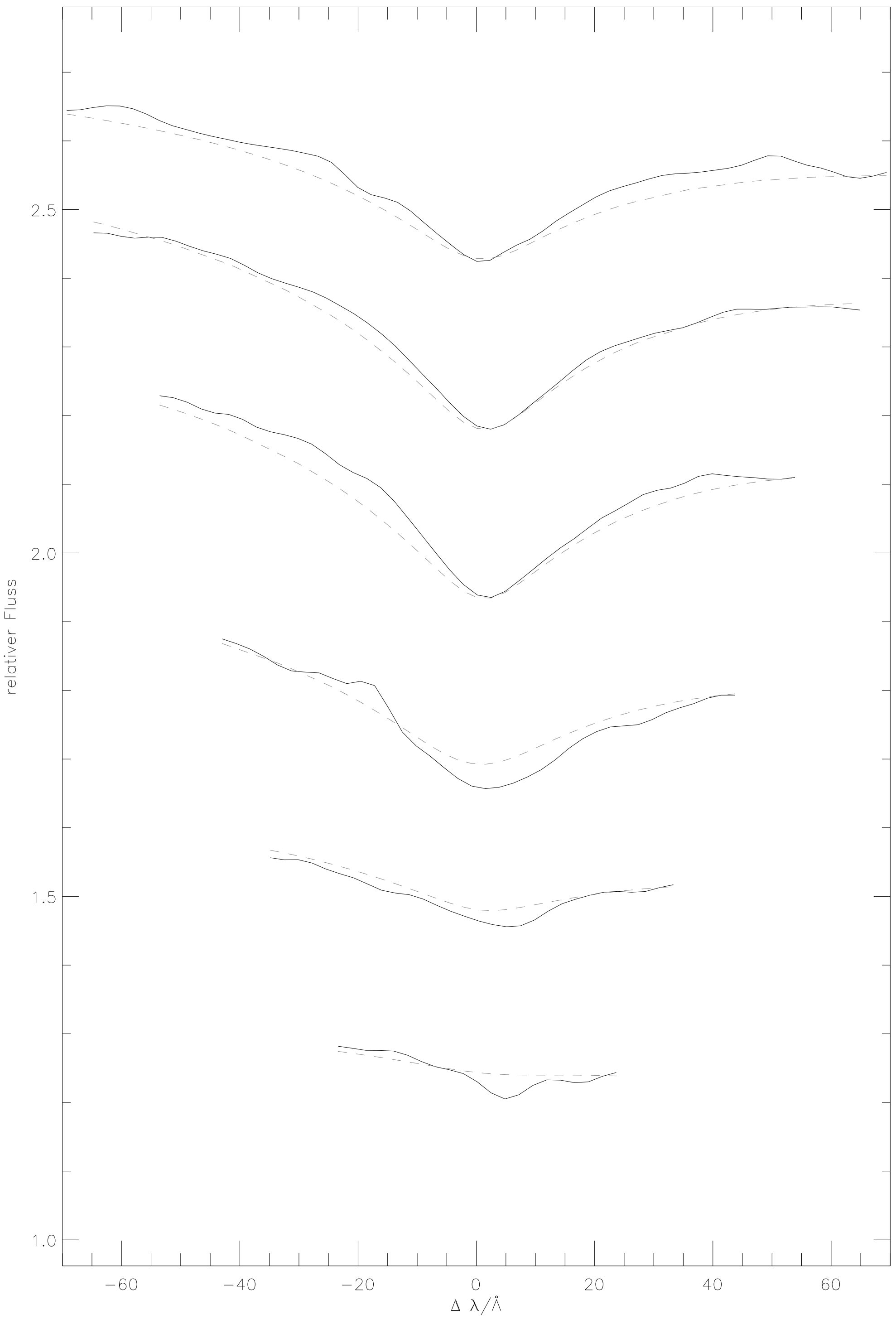

Abbildung D.20: Objekt: RE J0715−70, Modell: $T_{\rm eff} = 44\,000\,\mathrm{K}$, $\log\,g = 8.3$

Danksagung

Danke an Klaus Werner und Stefan Dreizler für die Vergabe und überaus engagierte Betreuung dieser Diplomarbeit;

an Burkhard Wolff, der bei Fragen stets nicht nur Interesse und ein offenes Ohr sondern auch noch Antworten hatte;

an die Arbeitsgruppe insgesamt für die Unterstützung, auf die ich mich immer verlassen konnte,

und danke an alle im Institut, die selbiges mitsamt seinen Serviceeinrichtungen von der Netzbetreibung bis zur Teepause so in Schwung halten, daß das Arbeiten einfach Spaß macht.

Besonderer Dank gilt aber auch meinem zukünftigen Mann Mark und meinen Eltern, die mich durch das gesamte Studium und die Zeit der Diplomarbeit hindurch liebevoll begleitet und unterstützt haben.

Die Astronomische Gesellschaft hat Mittel zur Verfügung gestellt, um eine Präsentation erster Ergebnisse auf der AG Herbsttagung 1999 zu ermöglichen. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat die Reisefinanzierung der Gastbeobachtungen am Deutsch-Spanischen Astronomie-Zentrum übernommen.