

Unified Model Atmospheres -
sphärisch ausgedehnte Sternatmosphären mit
Windstruktur

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig - Maximilians - Universität
München

vorgelegt von
Rudolf Gabler
aus München

München, den 3. Dezember 1991

1. Gutachter: Prof. Dr. R.-P. Kudritzki

2. Gutachter: Prof. Dr. T. Gehren

Datum der mündlichen Prüfung: 20. März 1992

Inhaltsverzeichnis

0	Zusammenfassung	1
1	Einleitung	5
2	Konzept der Unified-Atmosphären	11
I	Ausdehnung	11
II	Geschwindigkeit, Dichte	12
III	Temperatur	16
III-A	Flußerhaltung	19
III-B	Gasdynamische Energiegleichungen	19
IV	„line blanketing, line blocking“	19
V	„line formation“	20
3	Die Theorie der „Unified Model Atmospheres“	23
I	Strahlungstransport	23
II	Statistische Gleichungen	25
III	Ladungserhaltung	30
IV	NLTE-Temperatur	30
4	Lösungsverfahren	35
I	Vollständige Linearisierung — <i>complete linearization</i> (1)	35
II	ALI-Linearisierung — <i>partial linearization</i> (2)	36
III	Formale Lösung	36
IV	Ablauf	38
IV-A	Graues Modell	39
IV-B	NLTE-C Modell	42
IV-C	NLTE-L Modell, Unified-Standardmodell	42
IV-D	NLTE-L Modell, Unified-Metallmodell	43
5	Ergebnisse	47
I	Modelle für ζ -Puppis	47
I-A	Diskussion der Temperaturschichtung	50

I-B	Spektrallinien, Modell B	70
I-C	Kontinuierliche Energieverteilung	70
II	Modelle für den O9.5V Stern τ -Scorpii	82
III	Ionisationsrechnungen für Gasnebel um heiße Sterne	91
III-A	Zanstra - Diskrepanz	91
III-B	kontinuierliche Flußverteilungen bei ZPN	104
III-C	H II - Regionen mit He II - Rekombinationslinien	111
IV	Résumé und Ausblick	118
A	Näherung für die He II Grundzustandsopazität.	121
B	Kontinua im Strahlungsgleichgewicht	125

Kapitel 0

Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, ein völlig neues Konzept für Modellatmosphären heißer Sterne vorzustellen. Es handelt sich um sphärisch ausgedehnte NLTE-Modelle mit Einschluß der hydrodynamischen Effekte, die von Sternwinden ausgehen, wobei subsonische, „photosphärische“ Schichten nahtlos in supersonische Windbereiche übergehen. Diese neuartigen „**Unified Model Atmospheres**“ sollen die alten, planparallelen und hydrostatischen NLTE-Modellatmosphären (im weiteren „pp-Standardatmosphären“ genannt), die bisher zur Spektralanalyse herangezogen wurden, ersetzen. Hierbei werden zwei Wege vorgestellt:

- a) Es werden zunächst Modellatmosphären entwickelt, die in der Behandlung der NLTE-Opazität (Wasserstoff und Helium) mit den Standardatmosphären identisch sind. Durch ihre hydrodynamische Dichte- und Geschwindigkeitsstruktur sind sie jedoch in der Lage, übergangslos die Schichten zwischen reiner Photosphäre und Wind zu beschreiben (im folgenden „Unified-Standardmodell“ genannt). Als wichtigste Verbesserungen ergeben sich:
 - die Berechnung von Infrarot Flüssen in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung („IR-Exzess“).
 - eine Anhebung des spektralen Flußes im Bereich kurzwellig der Ionisationskante einfach ionisierten Heliums (228 \AA) bis zum tausendfachen gegenüber den planparallelen Modellen. Dies hat erhebliche Konsequenzen für die Ionisation von Gasnebeln in der Umgebung heißer Sterne („ZANSTRA-Diskrepanz“ bei Zentralsternen planetarischer Nebel, massereiche Sterne in extragalaktischen H II-Regionen).
 - die quantitative Wiedergabe von Spektrallinien, die einerseits vollständig im Wind entstehen (He II 4686, H_α , Infrarot-Linien), als auch an-

dererseits von rein photosphärischen Linien (He II 4200, He II 4512).

- eine korrekte Behandlung von Spektrallinien, die an der Grenze zum Wind („sonischer Punkt“) entstehen und bisher nur in photosphärischer Approximation berechnet wurden (H_γ , H_β). Die Rechnungen zeigen, daß die rein photosphärische Behandlung zu Fehlern bei der Bestimmung von Sternparametern (T_{eff} , $\log g$, Heliumhäufigkeit) führt.
 - für heiße Sterne in der Nähe des EDDINGTON-limits zeigen unsere Modelle flachere kontinuierliche Energieverteilungen (und spiegeln deshalb niedrigere effektive Temperaturen wieder). Gleichzeitig werden photosphärische „Standardlinien“ durch Windemission so stark beeinträchtigt, daß sie durch die bisherigen Standardmodelle nicht mehr adäquat beschrieben werden können.
- b) Für die Entwicklung universellerer Atmosphärenmodelle, die den Einfluß der zahlreichen Metalllinien auf die atmosphärische Struktur beschreiben sollen, wurde ein zweites Atmosphärenprogramm entwickelt (im folgenden „Unified-Metallmodell“ genannt). Hierin ist aufbauend auf dem Unified-Standardmodell die Behandlung aller Elemente von Wasserstoff bis Zink (Linien und Kontinua) enthalten. Die wichtigsten Ergebnisse für einige ausgewählte Modelle sind:
- Auf die Form eines großen Teils des berechneten kontinuierlichen Energiespektrums (optischer Bereich und Infrarot) hat die Anwesenheit von Metallopaazitäten keinen Einfluß. Dieses Ergebnis hat seine Ursache im verschwindenden Beitrag der Metalle zum Energiegleichgewicht in der reinen Photosphäre. Hier dominieren Wasserstoff- und Helium-Opaazitäten.
 - Im Gebiet um den sonischen Punkt tragen Metalllinien, die im optisch dünnen Kontinuum entstehen, zu einem Heizmechanismus bei.
 - Im reinen Windgebiet jenseits des sonischen Punktes erfahren die berechneten Modellatmosphären durch die meisten Metalllinien eine starke Kühlung, weil die durch Linien gestreute photosphärische Strahlung durch Verdünnung kleiner als die lokale Linienabsorption wird. Die Modelle zeigen, daß die Mitnahme vieler Linien zu signifikant anderen Resultaten führt als vergleichbare Modelle in früheren Arbeiten.
 - Berechnete synthetische Spektren zeigen, daß die Entstehung von Windlinien hoher Ionisationsstufen wie OVI und NV („Superionisation“) im Rahmen vollständiger NLTE-Rechnungen im Wind von dem Absinken der Windtemperatur nur leicht beeinflußt sind und im Rahmen der Annahmen reproduziert werden können.

- Die simultane Behandlung von Photosphäre und Wind erlaubt es auch im UV neben den typischen Wind-Linien, schwache, „pseudo-photosphärische“ Linien, die bereits vom Sternwind beeinflusst werden (wie z.B. FeV, FeVI), wiederzugeben.

Kapitel 1

Einleitung

Kernpunkt der quantitativen Spektralanalyse stellarer Objekte ist die Verwendung geeigneter Modellatmosphären als theoretisches Hilfsmittel. Mit Eignung ist gemeint, daß einerseits die Beobachtungsdaten in möglichst allen Aspekten theoretisch reproduziert werden können — das ist natürlich ein Fernziel, keine Modellatmosphäre kann dies bis dato — und andererseits die Realisierung einer solchen Atmosphärenrechnung innerhalb eines rechen-ökonomischen Rahmens bleibt. Letzteres wird durch den Minimalsatz an physikalischen Prozessen (implementiert in der Modellrechnung) bestimmt, der nötig ist, um wiederum dem Vergleich mit der Beobachtung standzuhalten.

Für die Spektralanalyse heißer Sterne¹ hat man seit einigen Jahren Modellatmosphären zur Verfügung, die sich durch planparallele Geometrie, hydrostatische Dichte- und Druckschichtung, einen konsistenten Strahlungstransport unter Berücksichtigung des Strahlungsgleichgewichtes, sowie statistischer (**NLTE**) Beschreibung der Be- und Entvölkerung der atomaren Energiezustände auszeichnen (im folgenden „planparalleles (pp)-Standardmodell“ genannt). Die Berechnung erfolgt mit der Methode der „vollständigen Linearisierung (*complete linearization*)“, d.h. alle Größen aus den genannten physikalischen Nebenbedingungen werden in einem Gleichungssystem durch NEWTON-RAPHSON Minimierung gelöst. Dieses Verfahren, das im wesentlichen auf Auer und Mihalas (1969) zurückgeht und in der Folgezeit nur durch die Anzahl der betrachteten NLTE-Niveaus verändert wurde², wird in der Regel ergänzt durch darauffolgende „line - formation“ Rechnungen³.

Um diese Form der Analyse auch für Sterne anwendbar zu machen, deren optische Spektren nicht unbedingt von Wasserstoff- und Heliumlinien dominiert werden, richtet sich ein wesentlicher Forschungszweig heute auf die Detailbeschreibung der zugrundeliegenden Atomstrukturen schwererer Elemente für erweiterte „line - for-

¹z.B.Kudritzki et al. (1983), Bohannan et al. (1986)

²Kudritzki (1976), Husfeld et al. (1989)

³z.B. Simon (1979), Giddings (1981), Heber (1988)

mation“ Rechnungen⁴. Ein besonderes Augenmerk gilt z.B. der Verbesserung atomarer Wirkungsquerschnitte⁵ durch Anwendung „numerischer Quantenmechanik“, wie in Butler (1990) beschrieben wird, da für viele Ionisationsstufen wichtiger Elemente⁶ nur sehr ungenaue Beschreibungen vorliegen. Ein Erfolg dieser Bemühungen ist, daß seit kurzem auch für Modellatmosphären verbesserte „Atomdaten“ zur Verfügung stehen.

Das Verfahren (Spektralanalyse anhand von pp-Standardmodellen und darauffolgende „line - formation“) ist anwendbar auf Objekte, für die auch die Grundannahmen der Modellrechnung, daß Linien und Kontinua im planparallelen photosphärischen Bereich entstehen, zutreffen.

Seit den ersten UV-Beobachtungen mit Raketen- und Satellitenteleskopen zu Ende der '60 Jahre wurden nun bei fast allen massereichen Sternen Resonanzlinien hochionisierter Elemente mit blauverschobener Absorption und rotverschobener Emission beobachtet. Es ist sofort klar, daß diese durch expandierende Sternwinde verursachten „P-Cygni“ Linien nicht mit Modellen hydrostatischer Schichtung erklärbar sind. Auf der anderen Seite verbietet eine dynamische Behandlung die Annahme planparalleler Geometrie (siehe Kudritzki (1988)). Desweiteren beobachtet man bei diesen Objekten zum Teil erhebliche Emissionslinien (H_α , He II 4686), welche mit dem pp-Standardmodell nicht verträglich sind. Seit diesen Beobachtungen sind im wesentlichen zwei Pfade beschritten worden, um auch diese spektralen „Erscheinungen“ zu beschreiben.

Mihalas und Hummer (1974), Kunasz und Hummer (1975), Gruschinske (1978), sowie Gruschinske und Kudritzki (1979) veränderten das bestehende pp-Standardmodell dahingehend, daß der Strahlungstransport in sphärischer Symmetrie beschrieben wurde. Bei sonst gleichbleibenden Grundannahmen stellten sie als Sphärizitätseffekte leichte Emissionsprofile (L_α) und geringen Infrarotexzess fest; die beobachtete Größenordnung wurde aber bei weitem verfehlt. Da damit auch die Erklärung der P-Cygni Profile nicht möglich und diese sphärischen Modelle außerdem numerisch schwer in den Griff zu bekommen waren, wurde im weiteren auf diesen Ansatz verzichtet und es wurden statt dessen kombinierte Atmosphärenmodelle verwendet, welche das pp-Standardmodell als photosphärische Komponente annehmen. Auf diese planparallelen Modelle werden Geschwindigkeits- und Dichtefelder so aufgesetzt⁷, daß ab einem frei gewählten Dichtepunkt ein analytischer Verlauf von Dichte und Geschwindigkeit vorgegeben wird (also Unterteilung in eine „core-halo“ Struktur). Typischerweise werden sogenannte β - Geschwindigkeitsfelder⁸ benützt

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{1}{r}\right)^\beta + v_0$$

⁴Becker und Butler (1988a), Becker und Butler (1988b), Becker und Butler (1988c), Becker und Butler (1989), Becker und Butler (1990a), Becker und Butler (1990b)

⁵Photoionisation, Stoßionisation

⁶z.B. FeI-IV

⁷Cassinelli et al. (1978), Olson und Ebbets (1981), Hillier (1987b)

⁸Radius r in Einheiten des Sternradius R_* ; Windendgeschwindigkeit v_∞ , photosphärische Windgeschwindigkeit v_0

mit β zwischen 0.5 und 4. Die Forderung nach Erhalt der Massenverlustrate $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$ impliziert dann für diese Geschwindigkeitsfelder einen mit dem Radius quadratisch abfallenden Dichteverlauf, sobald v_∞ ungefähr erreicht ist. Durch das flacher abklingende Dichtefeld nach außen (höhere Dichte!), zusammen mit der Linienentstehung in Gebieten oberhalb der Photosphäre, erhält man verbesserte Emissionsprofile für H_α , He II 4686 und gleichzeitig durch das Geschwindigkeitsfeld P-Cygni Profile für starke Resonanzlinien.

Der Nachteil dieses Verfahrens (das bis dato angewandt wird) ist der *ad hoc* Zusammenschluß zwischen Photosphäre und Windbereich. Dichte und Radius gehen eben als freie Parameter für diese Grenzlinie ein und bestimmen entscheidend die Höhe des Emissionsmaßes. Zur Lösung des Strahlungstransportes müssen für den Windbereich entweder photosphärische, emergente Flüsse des pp-Standardmodells oder Schwarzkörperstrahlung als Einstrahlung am inneren Rand genommen werden. Die Benützung photosphärischer Flüsse ist für viele O-Sterne im spektralen Bereich zwischen der He II-Kante 228 Å und etwa 10000 Å (abgesehen vom Effekt des „wind-blanketing“, siehe später) einigermaßen gerechtfertigt, da diese Kontinua im Wind meistens optisch dünn sind. Für einerseits kürzere Wellenlängen als der Absorptionskante des ionisierten Heliums, andererseits längerwellige Bereiche des visuellen Spektrums (H_α) und Infrarotfrequenzen (wichtig für die Massenverlustbestimmung) vernachlässigt man aber den Umstand, daß Kontinua (und Linien) sich erst im Wind formieren. Entsprechend werden „lineformation“ Rechnungen, die von diesen Ionisationskontinua abhängen, falsch beschrieben.

Für Modelle nahe dem „EDDINGTON-limit“⁹ ist obiges Verfahren dann gänzlich unbrauchbar. Nahe an dieser Grenze verlagert sich der geometrische Ort, an dem die nach außen gerichtete gesamte Strahlungsbeschleunigung¹⁰ die Schwerebeschleunigung überwiegt¹¹, weiter in die Atmosphäre hinein. Wenn dieser Ort schon in der Photosphäre erreicht ist, beeinflußt das Geschwindigkeitsfeld auch Linien, die bei obigen Modellen in planparalleler Approximation behandelt werden. Selbst Linien wie H_γ treten dann eigentlich in Emission auf und der photosphärische Teil dieser Modelle wird vollkommen unglaubwürdig.

Stellvertretend für einen alternativen Weg stehen die Arbeiten von Castor, Abbott und Klein (1975) und Abbott (1982), in denen versucht wird, die Dynamik des Windes anhand von physikalischen Prozessen quantitativ zu erfassen. Die Autoren entwickelten eine Theorie radiativ getriebener Winde, die die Dichte- und Geschwindigkeitsstruktur der entweichenden Sternhülle vom Subsonischen bis zum Supersonischen im stationären

⁹Der „EDDINGTON-limit“ ist bei gegebener Effektivtemperatur durch diejenige photosphärische Schwerebeschleunigung g bestimmt, bei der für die durch reine THOMSON-Streuung hervorgerufene Strahlungsbeschleunigung g_{rad}^{Th} gilt: $g = g_{rad}^{Th}$.

¹⁰zusammengesetzt aus Kontinuums- und Linienbeschleunigung

¹¹im Wind ist dies ja durch die Größe der Linienbeschleunigung immer der Fall

Modell beschreibt. Sie erkannten, daß die Idee¹² — viele tausende Metalllinien (vor allem im UV, bei heißen Sternen ist hier das Flußmaximum) nehmen den Impuls des kontinuierlichen Strahlungsfeld auf und treiben den Wind an — speziell bei allen O-Sternen wichtig wird und sich im stationären Modell realisieren läßt.

Diese **CAK**-Theorie gestattete im Prinzip erstmals die Vorhersage sowohl der Windendgeschwindigkeit v_∞ , als auch der Massenverlustrate \dot{M} als Funktion der Effektivtemperatur T_{eff} , der Schwerebeschleunigung g , der Leuchtkraft L und der Elementhäufigkeiten.

Waren die Vorhersagen in dieser Pilotarbeit¹³ quantitativ noch im Widerspruch zur Beobachtung (die Windendgeschwindigkeiten¹⁴ bis zu einem Faktor 4 zu niedrig, die Massenverlustrate \dot{M} bis zu einem Faktor 3 zu groß), so gestattete die Theorie wenigstens die qualitative Behandlung der Linienentstehung ohne *ad hoc* Zusammenschluß von Photosphäre und Windregion. Diese Ansätze wurden schließlich durch korrekte Behandlung des „finite cone angle“-Effektes durch Pauldrach et al. (1986) (im folgenden als **PPK**-Theorie zitiert) und Friend und Abbott (1986) entscheidend verbessert. „Terminal velocities“ und \dot{M} entsprechen nun der Beobachtung. Pauldrach (1987a) ersetzte zudem die approximative Behandlung von Ionisation und Anregung aller Atome in der Arbeit von Castor, Abbott und Klein (1975) durch eine detaillierte NLTE-Behandlung im Sternwind für alle atomaren Besetzungszahlen der Elemente Wasserstoff bis Zink. Ein erster Vergleich mit der Beobachtung zeigt gute Übereinstimmung der weiterentwickelten Theorie in wichtigen UV „P-Cygni“-Linien¹⁵. Eine Schwäche der genannten Arbeiten ist, daß bei ihnen *ad hoc* eine Temperaturschichtung angenommen wird. Die Energiegleichung wird nicht mitgelöst.

Diese zuletzt genannten Vorarbeiten bilden die Grundlage für unsere Atmosphärenrechnungen, deren Physik im nächsten Kapitel vorgestellt werden soll. Ein erstes Ziel unserer Arbeit besteht darin, Modellatmosphären mit der gleichen Atomstruktur (Wasserstoff und Helium) wie das pp-Standardverfahren bereitzustellen für die Analyse von teilweise in Wind und Photosphäre entstehenden Spektrallinien. Dabei gehen wir in einem 1. Schritt von der Annahme des Strahlungsgleichgewichtes als Energiegleichung in der ganzen Atmosphäre aus, nicht weil wir glauben, daß dies überall gelten muß, sondern um gegenüber dem bisherigen Verfahren vergleichbare Näherungen zu benützen. Diese Modelle werden im folgenden als „Unified-Standardmodell“ bezeichnet. Ein weiteres Ziel ist, die vollständige NLTE-Behandlung aller relevanten Atomspezii¹⁶ auf den gesamten Atmosphärenbereich (Photosphäre und Wind) zu erweitern und gleichzeitig die Energiegleichung zur Festlegung der Temperatur selbstkonsistent mit zu lösen. Hierbei werden in einem 2. Schritt die Gasexpansionsterme des ionisierten Plasmas

¹²ursprünglich schon von Johnson (1925) und Milne (1926) angedacht

¹³Castor, Abbott und Klein (1975)

¹⁴„terminal velocity“

¹⁵siehe auch Pauldrach et al. (1990)

¹⁶im Sinne der Arbeit von Pauldrach (1987a)

zusammen mit der Bilanz des Strahlungsfeldes in eine Erhaltungsbedingung integriert. Das Ergebnis erlaubt die Diskussion des Gültigkeitsbereiches des 1. Ansatzes. Die resultierenden Modelle (im folgenden „Unified-Metallmodell“ genannt) stellen somit einen weiteren Schritt zur möglichst vollständigen, strahlungshydrodynamischen Beschreibung der Atmosphären heißer Sterne dar.

Kapitel 2

Konzept der Unified-Atmosphären

I Ausdehnung

Ziel unserer Rechnung ist es, das beobachtete Spektrum eines Sternes möglichst detailliert zu reproduzieren. Das bedeutet, geometrisch alle diejenigen Bereiche der Sternatmosphäre in die Rechnung mit einzubeziehen, deren Photonen direkt die Atmosphäre verlassen können. Diese Bereiche werden durch die frequentielle optische Tiefe festgelegt, die sich für die kontinuierliche Strahlung aus dem Integral über das Produkt von geometrischem Wegelement und dem Absorptionskoeffizienten in dieser Frequenz ergibt. Der optischen Tiefe gleich 1 entspricht dabei die mittlere freie Weglänge der Photonen bis zum Beobachter, die sich damit im Prinzip aus dem reziproken Absorptionskoeffizienten berechnet. Die Entstehung der Spektrallinien in einem Sternwind findet dagegen wegen der DOPPLER-verschobenen Absorptionsbedingung innerhalb des bewegten Mediums nur in begrenzten „Wechselwirkungszonen“ statt. Die Stärke und Breite der Linie ist hierbei sowohl von den quantenmechanischen Gegebenheiten¹, wie auch von der Besetzung der die Linie bestimmenden Energieniveaus abhängig. So entstehen von außen gesehen die Balmerlinien H_α vor H_β und H_γ , weil für die Oszillatorenstärke des 2. Energieniveaus von Wasserstoff gilt $(f_{23} = 0.6407) > (f_{24} = 0.1193) > (f_{25} = 0.0542)$. Für die kontinuierlichen Frequenzen hängt die Eindringtiefe stark von der betrachteten Wellenlänge und der atomaren Zusammensetzung der Sternatmosphäre ab. Für O-Sterne, die sich hauptsächlich aus Wasserstoff (etwa 90%) und Helium (10%) zusammensetzen, sind in Tabelle 2.1 Entstehungstiefen angeführt.

Unsere Modellatmosphäre muß diese Aspekte berücksichtigen und erstreckt sich deshalb von etwa $0.9 \cdot R_*$ (Thermalisierung des Strahlungsfeldes!) bis etwa $10^2 \cdot R_*$. Dies unterscheidet unsere Rechnungen substantiell von den klassischen „pp-Modellen“, die den gesamten Entstehungsprozeß von Photonen künstlich auf einen Bereich zwischen $0.99 - 1.1 \cdot R_*$ einschränken.

¹statistisches Gewicht, Oszillatorenstärke

Spektraler-Bereich	Absorptions-Prozesse	Entstehungs-Gebiet
Infrarot	frei-frei	nahe der Photosphäre bis zu einigen Sternradien
Optisch bis EUV	gebunden-frei an Wasserstoff und neutralem Helium	Photosphäre (Definition des Sternradius)
XUV	gebunden-frei vom Grundzustand des He+	nahe der Photosphäre bis zu einigen hundert Sternradien

Tabelle 2.1: Entstehungstiefen der kontinuierlichen Strahlung.

Diese geometrische Aufweitung der Entstehungstiefen verschiedener spektraler Bereiche ist dafür verantwortlich, daß in unseren Sternatmosphären gegenüber den pp-Standardmodellen der Sternradius ein weiterer Grundparameter ist, da hierdurch eine geometrische Skala am Stern definiert wird. Diese zusätzliche Eigenschaft gestattet es im Prinzip der Spektralanalyse, die Radien von Sternen und damit ihre Entfernung direkt zu ermitteln; gleiches ist für planparallele Rechnungen nicht möglich.

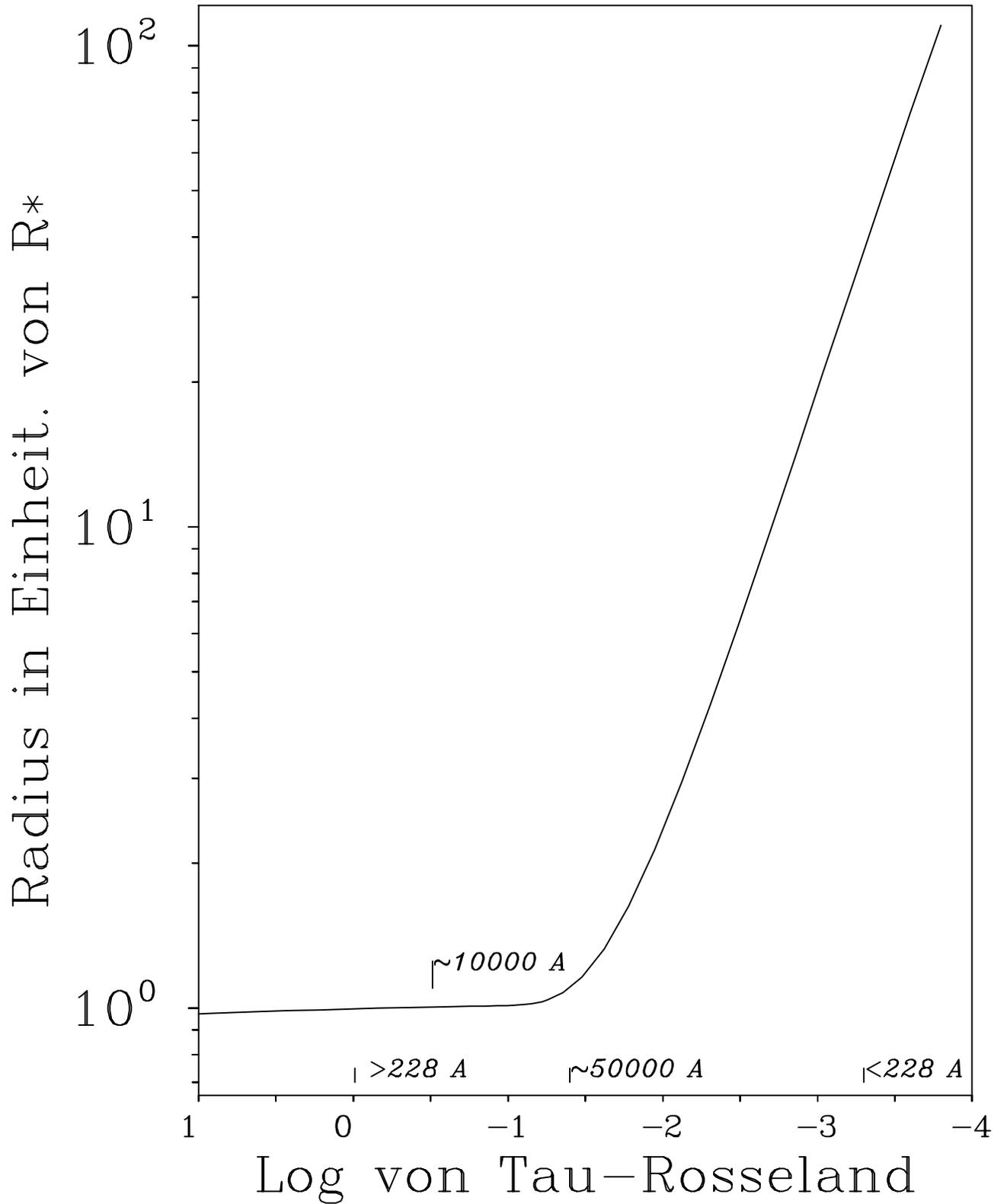
Abbildung 2.1 zeigt die Ausdehnung einer Unified-Atmosphäre für einen typischen O-Stern². Die Atmosphäre beschreibt kontinuierlich alle Schichten zwischen hydrostatisch, planparallelen Gebieten bis in die Domäne schnell strömender Dichtefelder. Miteingetragen sind die Entstehungstiefen wichtiger Kontinua. In Abbildung 2.2 wird der geometrische Ort, an dem für jede Frequenz die optische Tiefe $\tau_\nu = 1$ erreicht ist, sowohl für alle Kontinua unseres Modelles A, als auch für die wichtigsten Wasserstofflinien eines planparallelen Modelles mit den gleichen Sternparametern dargestellt. Für die Linien wird dabei zuerst die Entstehungstiefe für die ROSSELAND-Tiefe ermittelt und dann anhand Abbildung 2.1 in Radiuswerte umgerechnet. Die Abbildung 2.2 läßt erkennen, daß das optisch dünn Werden von Linienkernen in expandierenden Atmosphären, erst bei einigen Sternradien zu erwarten ist.

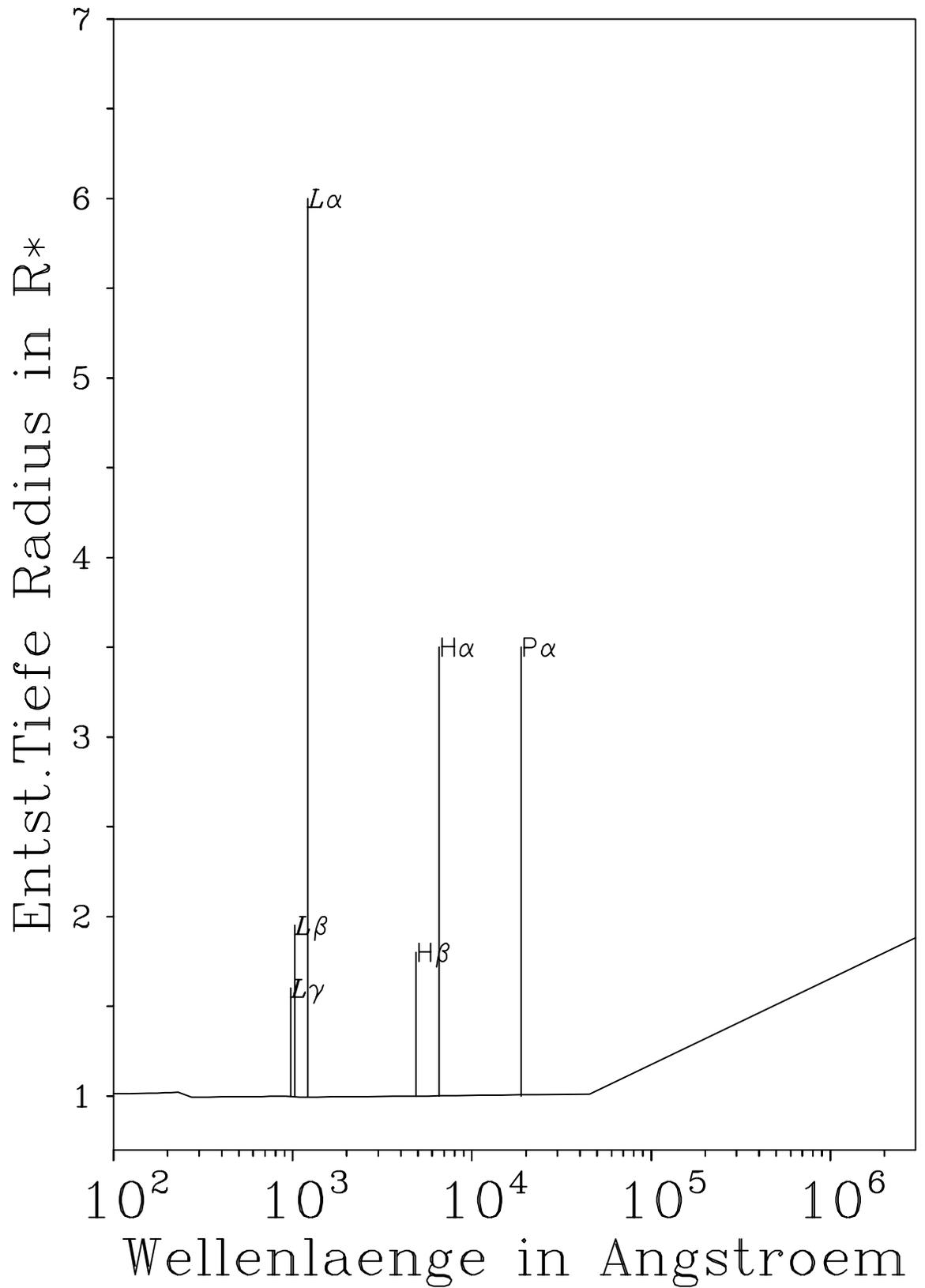
II Geschwindigkeit, Dichte

Die verbesserte Theorie radiativ getriebener Winde (PPK) liefert eine während der Modellrechnung festgehaltene Dichte- und Geschwindigkeitsstruktur unserer Modellatmosphärenrechnung. Hierbei geht man davon aus, daß das Strahlungsmaximum von O-Sternen im UV liegt. Die in diesem Spektralbereich zahlreich vorhandenen Metalllinien sind verantwortlich für die Winddynamik. Aus einer prädiagnostizierten Temperaturschichtung (siehe Seite 16) zusammen mit vollständigen NLTE-Rechnungen³ für die Bevölkerung der den Linien zugrunde liegenden Energieniveaus, bestimmt die

² ζ -Puppis Modell A; die Modellparameter dazu sind Tabelle 5.1 zu entnehmen.

³Pauldrach (1987a)





PPK-Theorie daraus einen Satz von „force multiplier parameter k, α, δ “.

$$M(t) = kt^{-\alpha} \left(\frac{n_e}{10^{11} W(r)} \right)^\delta \quad (2.1)$$

$$g_{Rad}^L = \left(\frac{\sigma_e L}{4\pi cr^2} \right) M(t) CF \quad (2.2)$$

g_{Rad}^L : Strahlungsbeschleunigung durch Linien

t : verallgemeinerte optische Tiefe

$$t = \sigma_e \rho v_{th} (dv/dr)^{-1} \quad (2.3)$$

n_e : Elektronendichte

$\sigma_e \rho$: THOMSON Streukoeffizient

v_{th} : thermische Geschwindigkeit der Protonen

L : Leuchtkraft

CF: „correction factor“ für den „finite cone angle“

$$CF = \frac{1}{\alpha + 1} \frac{\frac{r^2}{R_*^2}}{1 - h} \left[1 - \left(1 - \frac{R_*^2}{r^2} + \frac{h R_*^2}{r^2} \right)^{\alpha+1} \right] \quad (2.4)$$

$$\frac{1}{h} = \frac{\partial \ln(v/v_{th})}{\partial \ln(r/R_*)} \quad (2.5)$$

$W(r)$: Verdünnungsfaktor

$$W(r) = 0.5 \sqrt{1 - \left(1 - \left(\frac{R_*}{r} \right)^2 \right)} \quad (2.6)$$

Diese „Windgrößen“ parametrisieren im wesentlichen die Strahlungsbeschleunigung g_{Rad}^L durch Metalllinien⁴. Mit dieser Information wird anschließend die stationäre Bewegungsgleichung (EULER) für ein einkomponentiges Fluidum

$$v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{GM}{r^2} (1 - \Gamma) + g_{Rad}^L \quad (2.7)$$

M : Sternmasse

G : Gravitationskonstante

p, ρ : lokaler Druck, lokale Dichte

v : lokale Geschwindigkeit

Γ : Verhältnis von Strahlungs- zu Schwerebeschleunigung

r : Radius

⁴siehe dazu auch Abbott (1982), Kudritzki et al. (1988)

gelöst⁵. Die resultierenden ortsabhängigen Geschwindigkeits- und Dichtefelder unterliegen dann keiner „core-halo“-Struktur mehr, sondern beschreiben übergangslos die Sternatmosphäre von hydrostatischen, subsonischen bis zu hydrodynamischen, supersonischen Schichten. Einen Eindruck von dem Verlauf dieser Größen erhält man aus Abbildung 2.3. Hier wird die Lösung der Bewegungsgleichung für dasselbe Modell wie in Abbildung 2.1 gegen die optische Tiefenskala τ_{Ross} ⁶ dargestellt.

Neuere Arbeiten⁷ auf dem Gebiet zeitabhängiger, hydrodynamischer Windtheorie zeigen, daß die stationäre Lösung aus der PPK-Theorie tatsächlich das zeitliche Mittel nicht-stationärer Lösungen repräsentiert. Das bedeutet für die meisten „line - formation“ Probleme eine korrekte Behandlung im stationären Bild.

Im Zusammenhang damit sei darauf verwiesen, daß in planparallelen Modellatmosphären die Gleichung des hydrostatischen Gleichgewichtes, die anstelle von (2.7) gelöst wird, explizit bei jedem Iterationsschritt zur Lösung der Gesamtheit der angenommenen Näherungen mitgerechnet wird. Dies ist in unserem Fall zunächst nicht opportun, da sonst die aufwendige Bestimmung der „force multiplier parameter“ aus über 250000 Linien immer als Zwischenrechnung betrachtet werden müßte. Diese Näherung ist aber weniger kritisch, als es zunächst scheinen mag.

Wie Pauldrach et al. (1986) zeigten, liegt die mögliche Fehlerquelle darin, daß eine geänderte Temperaturschichtung zu etwas anderen Werten der „force multiplier parameter“ führen, also die Dynamik etwas verändern könnte. Da bis zu dieser Arbeit keine Möglichkeit bestand, die Temperatur konsistent mitzulösen, mußte aus Beobachtungen (frei-frei Strahlung im Radiobereich, Lamers et al. (1984)) zusammen mit Plausibilitätsbetrachtungen der resultierenden Ionisationsverhältnisse⁸ eine deduzierte Temperaturschichtung verwendet werden. Wie später bestätigt wird, ist der hierbei begangene Fehler glücklicherweise gering einzuschätzen.

III Temperatur

Der Verlauf der Temperaturschichtung in einer Sternatmosphäre entzieht sich der direkten Beobachtung. Von der Temperatur läßt sich zudem nur sprechen, wenn alle atomaren Komponenten an einem Wärmebad teilhaben. Dies ist nur dann gewährt, wenn es Prozesse gibt, die schnell gegenüber Fluktuationen einen Gleichgewichtszustand herbeiführen können. Wir unterscheiden (von innen nach außen) folgende Bereiche:

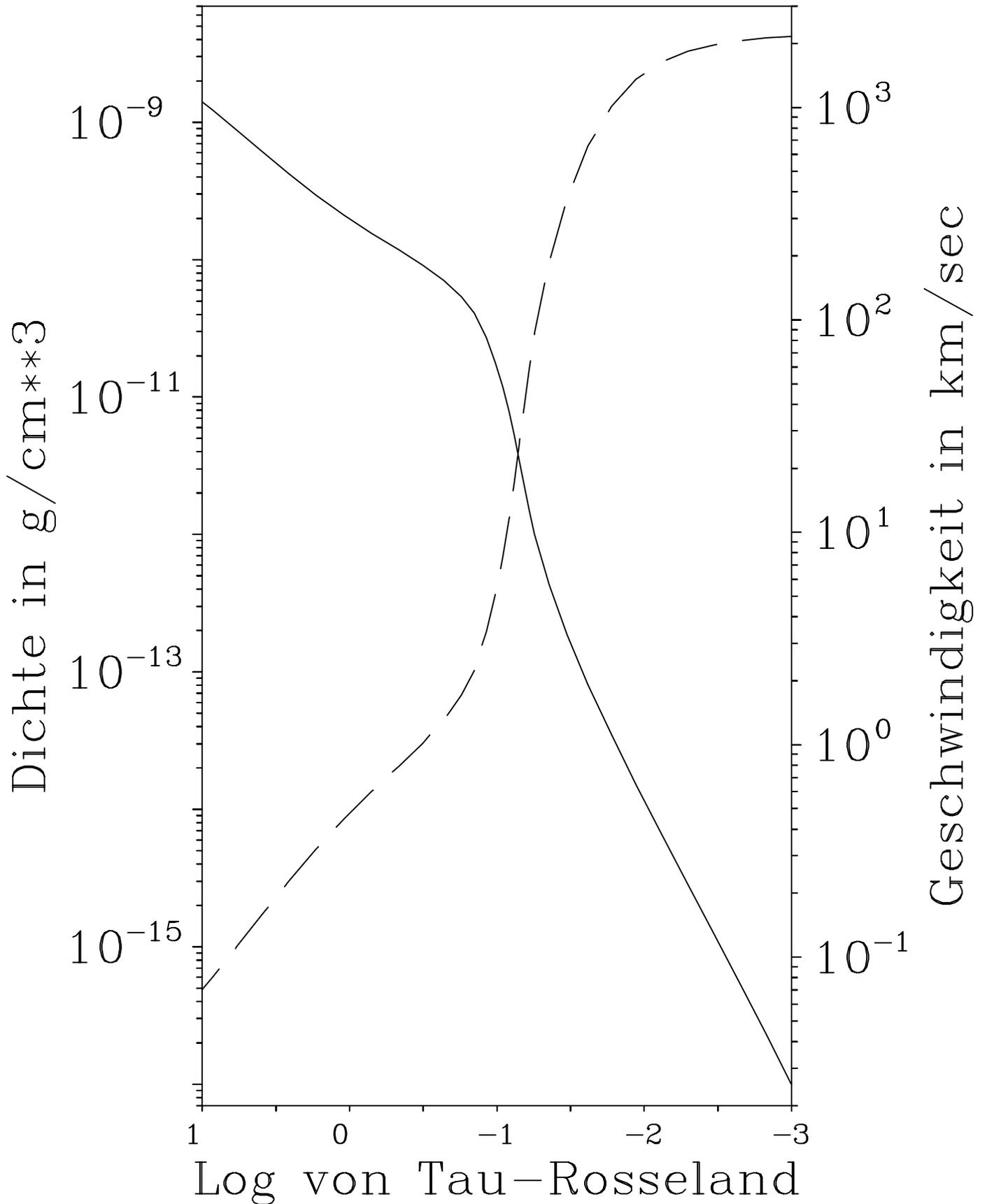
Bereich 1, LTE, tiefste Schichten: In großen optischen Tiefen sind Photonen, Elektronen, Ionen und neutrale Atome Informationsträger der lokalen

⁵hierbei die durch reine THOMSON-Streuung hervorgerufene Strahlungsbeschleunigung; $\Gamma = 1$ bedeutet das Erreichen des EDDINGTON-limits (siehe auch Seite 7)

⁶Zur Definition der ROSSELLAND'schen Tiefenskala siehe Mihalas (1978), Seite 57.

⁷Owocki et al. (1988), Owocki et al. (1990)

⁸Pauldrach (1987a)



Gegebenheiten. Hier haben „Strahlungstemperatur“, „Elektronentemperatur“ und „Temperatur der schweren Teilchen“ (neutral, ionisiert) den selben Wert. Die verbindenden Prozesse sind dabei Absorption und Emission des lokalen Strahlungsfeldes und Stöße der freien Elektronen. Wegen des lokalen Charakters des Strahlungsfeldes gilt die Näherung des **LTE**.

Bereich 2, NLTE, Photosphäre-Übergangsschicht: Sobald für einige Frequenzen die geometrische freie Weglänge größer als der reziproke Absorptionskoeffizient wird, löst sich das Strahlungsfeld von der Mitwirkung am Wärmebad. Für Elektronen und Ionen in der typischen Region der optischen Kontinuumsentstehung bedeutet dies die Wechselwirkung mit Photonen, die zu einer höheren Strahlungstemperatur gehören. Die Bedeutung der Strahlungstemperatur verliert sich, sobald die Photonen keinem „pool“ mehr angehören. Wird dennoch dieser Begriff gebraucht, so vergleicht man den Inhalt des Strahlungsfeldes mit der Elektronentemperatur seines Entstehungsortes. Ionen sind zusammen mit den Elektronen im thermischen Gleichgewicht zu betrachten, solange Stoßübergänge in ausreichendem Maße Anregungsenergien verteilen, und haben deshalb dieselbe Temperatur (Abschätzung der Zeitskalen und Effizienz der Stoßprozesse bei Springmann (1991), Seite 24). Wesentlich für Bereich 2 ist, daß bereits in diesen tiefen Schichten wegen des intensiven nichtlokalen Strahlungsfeldes Strahlungsprozesse für Anregung und Ionisation wichtig sind. Signifikante Abweichungen vom LTE (**NLTE**) sind die Folge. Bis zum Schallpunkt gilt noch ungefähr die hydrostatische Gleichung.

Bereich 3, extremes NLTE, Windregion: Oberhalb des Schallpunktes bestimmt das Geschwindigkeitsfeld den Dichteverlauf. Mit dem Dichteabfall im mittleren und äußeren Windbereich verringern sich die Stoßprozesse erheblich. An- und Abregung gehen vorwiegend durch Strahlungsübergänge vonstatten; die „Gastemperatur“ (kinetische Temperatur für Elektronen und Ionen) nimmt deutlich andere Werte an als die „Strahlungstemperatur“. Wir erreichen extremes **NLTE**.

Das nicht-abgeschlossene System der Sternatmosphäre enthält also verschiedene Temperaturbegriffe, die gleichwertig nebeneinander stehen. In den Gleichungen unserer Modellatmosphäre findet die Elektronentemperatur (*Energieverteilung der freien Elektronen*) als einzige Temperaturgröße Eingang. Unsere Modelle beschreiben immer nur den Radius-Bereich, innerhalb dessen von einer gemeinsamen Elektronen-Ionen Temperatur bezüglich der Geschwindigkeitsverteilung ausgegangen werden kann. Zeitweilig werden wir auch den Begriff der Strahlungstemperatur verwenden, aber nur, um das mit Hilfe der Strahlungstransportgleichung berechnete Strahlungsfeld zu charakterisieren. Besetzungszahlen werden mit Hilfe von Ratengleichungen bestimmt; mitunter bezeichnet der Begriff der Anregungstemperatur deren Verhältnisse zueinander.

III-A Flußerhaltung

Entsprechend der Bereichsgültigkeit der verschiedenen Temperaturbegriffe, trennen sich in einer realen Sternatmosphäre auch die physikalischen Nebenbedingungen, aus denen Temperaturgleichungen abgeleitet werden können. Die Bedingung „Flußerhaltung der transportierten Strahlung“ durch die Sternatmosphäre bedeutet, daß wir eine Temperaturschichtung nur aus den Absorptions- und Emissionsprozessen des Strahlungsfeldes gewinnen. Der kinetische Energieinhalt des Plasmas wird hierbei vernachlässigt. Für Bereich 1 und 2 ist diese Näherung gut, da die Kinematik des Gases zumeist noch keine energetische Rolle spielt.

III-B Gasdynamische Energiegleichungen

Durch die Abkoppelung des Strahlungsfeldes im Bereich 3 vom lokalen Energiebegriff (Elektronentemperatur) werden eventuell gasdynamische Prozesse relevant. Durch die Expansion des strömenden Gases, das Arbeit gegen das Gravitationsfeld verrichtet (abhängig vom Grad der Abkoppelung), kühlt das Plasma zusätzlich⁹. Dynamische Instabilitäten können zu Schocks führen (hier nicht berücksichtigt) in denen extremen Temperaturspitzen zu erwarten sind¹⁰. Desweiteren zeigt eine neuere Arbeit¹¹, daß bei Sternen mit niedriger Massenverlustrate die Annahme mehrkomponentiger Medien zu selektiver Teilchenbeschleunigung und daraus resultierenden Heizmechanismen (Reibungsdissipation) führt. In unseren Modellen untersuchten wir nur den zusätzlichen Einfluß des Gasexpansionsterms in der Energiegleichung; die Reibungsdissipation wurde nicht berücksichtigt.

IV „line blanketing, line blocking“

Bei O-Sternen beobachtet man im ultravioletten Spektralbereich dicht liegende „Linienwälder“, mit zum Teil erheblich reduziertem Strahlungsfeld. Je nach dem geometrischen Ort dieses Effektes unterscheidet der Sprachgebrauch zwischen „line blocking“ und „wind blocking“, obwohl beide Namen denselben physikalischen Sachverhalt bezeichnen. Die zurückgestreuten Photonen müssen wegen der Flußerhaltung in anderen Frequenzbereichen emittiert werden. Die Auswirkung auf die Atmosphäre sind „backwarming“¹² und veränderte Strahlungstemperaturen nicht nur im „blocking“ Bereich. Diese beeinflussen wiederum die Linienformation in abhängigen spektralen Bereichen

⁹siehe Seite 58

¹⁰Dazu ist aber die Einbeziehung der Energiegleichung in „Schock“-Rechnungen notwendig, bis dato gibt es dazu noch keine Ergebnisse; siehe auch Owocki et al. (1988)

¹¹Springmann (1991)

¹²zurückgestreute Photonen erhöhen die Energiedichte des Strahlungsfeldes, und damit die lokale Temperatur

(z.B. hängen die Metallabsorptionskanten für $\lambda < 228 \text{ \AA}$ vom kontinuierlichen Strahlungsfeld für $\lambda > 228 \text{ \AA}$ ab). Erfolgreiche Ansätze, das „line blocking“ in planparallele NLTE-Modellatmosphärenrechnungen mit einzubeziehen, gibt es seit Anderson (1985), indem Frequenzen mit ähnlichem optischen Tiefenverhalten zu Paketen geschnürt und dann als ein Frequenzpunkt behandelt werden. Neuere Verfahren¹³ für planparallele Modellatmosphären von Kunze (1990) und Werner und Heber (1991) mit der Einbeziehung gewisser Ionisationsstufen der wichtigsten (CNO) Metalle, sind ermutigende Ansätze für dieses Problem. Für expandierende Atmosphären gibt es bis dato noch keine Lösung, da die Linien nicht nur in der Photosphäre entstehen.

Erste Rechnungen zum „wind blanketing“ von Abbott und Hummer (1985) sind deshalb auch nur für den Teil des Windes ausgeführt worden, in dem man von einem optisch dünnen Kontinuum ausgehen konnte; gerade das „metal line formation“ Problem mit optisch dicken Ionisationskontinua ist mit diesen Methoden nicht gelöst. Es bleibt zu untersuchen, ob ähnliche Methoden wie in Anderson (1985), Kunze (1990), Werner und Heber (1991) oder die Simulation einer zusätzlichen „(Kontinuums)- Opazität“ durch gemittelte Werte einer „line distribution function“ Verbesserungen bringen können.

V „line formation“

Die gleichzeitige Berechnung von Linienentstehung und Modellatmosphäre ist bis dato für expandierende Modelle nicht durchführbar¹⁴. Zwar werden in den Ratengleichungen Linienanteile in „SOBOLEV-Approximation“ berücksichtigt und beeinflussen somit den Aufbau der Modellatmosphäre; andererseits wird das Strahlungsfeld ohne die Berücksichtigung des Linienüberlappes und der Linienverbreiterung nur für kontinuierliche Frequenzen bestimmt. Die Berücksichtigung dieser Punkte erfordert hingegen:

- eine sehr genaue frequentielle Auflösung und Wiedergabe aller Linien, resultierend in einer sehr hohen Anzahl¹⁵ von Frequenzstützstellen,
- detailliertere Atommodelle zur Beschreibung der *subniveaus*,
- sowie eine korrekte Rechnung im mitbewegtem System.

Die Realisierung dieser Punkte übersteigt sowohl im Rechenzeitbedarf als auch in der Speicherplatzanforderung bei weitem die Möglichkeiten unserer Modellatmosphärenrechnung. Die im beobachteten Spektrum erscheinenden Linien müssen daher konzeptionell getrennt von der Modellatmosphäre berechnet werden.

¹³Einführung von „approximativen Lambda Operatoren“

¹⁴siehe dazu auch Puls (1990)

¹⁵ca. 700000, siehe Puls (1990)

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß unser im folgenden in Form von Gleichungen vorgestellter Ansatz den Versuch darstellt, ausgedehnte Sternatmosphären ohne „core-halo“ Struktur erstmals detailliert zu beschreiben, wobei die Näherung einer festgehaltenen Dichte- und Geschwindigkeitsschichtung beschritten wird. Wie in den nächsten Abschnitten gezeigt wird, stellen Modellatmosphären mit diesem Grundgerüst ein vielversprechendes Werkzeug für die Spektralanalyse heißer Sterne dar.

Kapitel 3

Die Theorie der „Unified Model Atmospheres“

Im Folgenden sollen die Gleichungen der Modellatmosphäre näher beleuchtet werden. Ähnlich wie in den „klassischen“ Modellatmosphären in planparalleler Geometrie betrachten wir dazu einen diskreten Satz von Strahlungsfeldgrößen (zur Beschreibung der kontinuierlichen Energieverteilung), zusammen mit der Temperatur und den Besetzungszahlen für die wichtigsten Elemente (bezüglich der Opazitäten). Jede dieser Größen wird in dem unten aufgeführten numerischen Verfahren repräsentiert durch eine konstituierende Gleichung.

I Strahlungstransport

Für die mittlere Intensität J_ν bemühen wir eine Differentialgleichung 2-ter Ordnung für den Strahlungstransport in sphärisch symmetrischer Geometrie¹:

$$\begin{aligned} & -\frac{(f_k q_k r^2)^{d-1} J_k^{d-1}}{\Delta \tau_k^{d-\frac{1}{2}} \Delta \tau_k^d} + \frac{(f_k q_k r^2)^d J_k^d}{\Delta \tau_k^d} \left(\frac{1}{\Delta \tau_k^{d+\frac{1}{2}}} + \frac{1}{\Delta \tau_k^{d-\frac{1}{2}}} \right) - \frac{(f_k q_k r^2)^{d+1} J_k^{d+1}}{\Delta \tau_k^{d+\frac{1}{2}} \Delta \tau_k^d} \\ & + \left(\frac{r^2}{q_k} \right)^d (J_k^d - S_k^d) = 0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

d, k : Tiefen-, Frequenzindex und die optischen Tiefenschritte

$$\Delta \tau_k^{d-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (q_k^{d-1} \omega_k^{d-1} + q_k^d \omega_k^d) (m^d - m^{d-1})$$

$$\Delta \tau_k^{d+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (q_k^d \omega_k^d + q_k^{d+1} \omega_k^{d+1}) (m^{d+1} - m^d)$$

¹diskrete Form der Gleichungen in Mihalas (1978), Seite 250 ff

$$\Delta\tau_k^d = \frac{1}{2}(\Delta\tau_k^{d-\frac{1}{2}} + \Delta\tau_k^{d+\frac{1}{2}}) \quad (3.2)$$

J_k : 0-tes Moment der spezifischen Intensität $I_{k\mu}$

f_k : EDDINGTON-faktor zwischen dem 2-ten K_k und dem 0-ten Moment J_k von $I_{k\mu}$

$$f_k = \frac{K_k}{J_k} \quad (3.3)$$

S_k : Quellfunktion

q_k : Sphärizitätsfaktor

$$\frac{dq_k}{dr} = \frac{q_k}{r} \left[\frac{(3f_k - 1)}{f_k} - 2 \right] \quad (3.4)$$

$\omega_k^d = \chi_k^d / \rho^d$ das Verhältnis von Opazität

zu lokaler Dichte bei der Massensäulendichte m^d

Die EDDINGTON-faktoren f_ν^2 sowie die Sphärizitätsfaktoren q_ν werden bei der Lösung von (3.1) konstant gehalten und in einer sogenannten „formalen Lösung“ bestimmt. Dort wird die benötigte Winkelinformation durch Lösung des Strahlungstransportes in $p - z$ Geometrie erhalten (siehe Seite 36).

Randbedingungen

Die Randbedingungen des Strahlungstransportes werden so gewählt, daß am inneren Rand die Diffusionsapproximation gilt und gleichzeitig der richtige Fluß eingestrahlt wird.

$$\frac{(f_k q_k r^2)^{ND} J_k^{ND} - (f_k q_k r^2)^{ND-1} J_k^{ND-1}}{\Delta\tau_k^{ND-\frac{1}{2}}} + r^{2ND} (g_k^{in} J_k^{ND} - \frac{1}{2} B_k^{ND}) - \frac{r^{2ND}}{\chi_k^{ND}} \frac{\partial B_k}{\partial T} \Big|_{ND} \frac{H - \sum_{k'} (\frac{1}{2} B_{k'}^{ND} - g_{k'}^{in} J_{k'}^{ND}) w_{k'}}{\sum_{k'} 1/\chi_{k'}^{ND} (\partial B_{k'} / \partial T)^{ND} w_{k'}} = 0 \quad (3.5)$$

g_k^{in} : EDDINGTON-faktor am inneren Rand

$$g_k^{in} = \frac{\int_0^1 \mu (I_k^+ + I_k^-) d\mu}{\int_0^1 I_{k\mu} d\mu} \quad (3.6)$$

I_k^+, I_k^- : spezifische Intensität für $\mu > 0$ bzw $\mu < 0$

²Momente bezüglich der Winkelintegration

H : Frequenzintegrierter Fluß
 B_k : Planckfunktion
 w_k : Gewichte für die Frequenzintegration

Am äußeren Rand wird angenommen, daß die Intensität³ in Einfallrichtung proportional zur Quellfunktion an diesem Rand mal einem exponentiellen Abklingen mit der optischen Tiefe nach außen hin verläuft. Diese Information steckt in g_k^{out} und wird in der formalen Lösung berechnet.

$$\frac{(f_k q_k r^2)^2 J_k^2 - (f_k q_k r^2)^1 J_k^1}{\Delta \tau_k^{3/2}} + (r^2 g_k^{out})^1 J_k^1 - \frac{1}{2}(r^2/q_k)(J_k^1 - S_k^1) = 0 \quad (3.7)$$

g_k^{out} : EDDINGTON-faktor am äußeren Rand

$$g_k^{out} = \frac{H_k}{J_k} \quad (3.8)$$

zwischen dem 1-ten H_k und dem 0-ten Moment J_k von $I_{k\mu}$

Die beiden Randbedingungen sind bis zur 2-ten Ordnung in $\Delta \tau$ TAYLOR-entwickelt, um eine gute Tiefenkopplung zu gewährleisten.

II Statistische Gleichungen

Im Gegensatz zu Atmosphärenmodellen, in denen die Anregung der Energieniveaus dem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (**LTE**) gehorcht und sich daher aus Boltzmann- und Sahaformeln errechnet, verwenden wir zur Beschreibung statistische Bilanzgleichungen. Die Be- und Entvölkerung der einzelnen Zustände wird dabei durch Übergangsraten bestimmt, welche nur im zeitlichen Mittel als konstant angenommen werden. Diese (**NLTE**) Bilanzen (Gleichung 3.9) werden für das Unified-Standardmodell nur für die wichtigsten unteren Niveaus von Wasserstoff ($n = 1, \dots, 5$) und Helium (wasserstoffähnliches HeI: $n = 1, \dots, 5$, HeII: $n = 1, \dots, 10$) bestimmt; höhere Quantenzahlen werden in der LTE-Näherung behandelt. Sowohl die Auswahl der Elemente wie auch die Anzahl der NLTE- und LTE-Niveaus ist damit genauso wie im pp-Standardmodell.

Im Unified-Metallmodell ist hingegen die Behandlung aller wesentlicher Elemente und Ionisationsstufen von Wasserstoff bis Zink enthalten. Das heißt im Speziellen die Mitnahme von 26 Elementen (von 30 möglichen) in 133 Ionisationsstufen, bei ca. 4000 NLTE-Niveaus und 10000 Strahlungsübergängen zwischen gebundenen Zuständen. Die Realisierung dieser atomaren Struktur (atomare Daten, Level-Struktur, Bezeichnungen) geschieht in enger Anlehnung an die Arbeit von Pauldrach (1987a). Die stationären

³ μ ist der übliche Richtungs-cosinus eines radialen Strahles

Ratengleichungen für jedes Ion haben im Prinzip die folgende Struktur:

$$n_i \sum_{i \neq j} P_{ij} - \sum_{i \neq j} n_j P_{ij} = 0 \quad (3.9)$$

$$i, j = 1, \dots, \text{NLEV}$$

n_i : Besetzungszahl im i -ten Niveau

$$P_{ij} = C_{ij} + R_{ij} \quad (3.10)$$

C_{ij} : Stoßraten

R_{ij} : Strahlungsraten

Die Übergangsraten setzen sich aus Stoßraten C_{ij} und Strahlungsraten R_{ij} zwischen gebunden-gebunden und gebunden-frei Niveaus zusammen. Dabei werden nur Elektron-Ion Stöße berücksichtigt, da wegen der geringen Elektronenmasse deren thermische Geschwindigkeit und damit die Stoßfrequenz mit Elektronen wesentlich höher ist, als die zwischen ionisierten Teilchen. Die Stoßraten C_{ij} im Unified-Standardmodell werden analog zu Kudritzki (1976), Kudritzki und Simon (1978) berechnet.

Die Stoßanregung zwischen erlaubten Übergängen berechnen wir in den Unified-Metallmodellen durch die „van Regemorter Formel“⁴. Für verbotene Übergänge werden die Gleichungen (4-29) aus Pauldrach (1987a) benützt. Die Diskussion über die Genauigkeit dieser Annahmen ist ebenso dieser Arbeit zu entnehmen.

Die Berechnung der Strahlungsraten für gebunden-frei Übergänge geschieht unter Einbeziehung der beschleunigten Lambda-iteration („accelerated lambda iteration, **ALI**“) aus Werner und Husfeld (1985) für die Beschreibung des kontinuierlichen Strahlungsfeldes.

$$J_\nu^l = J_\nu^{l-1} + \Lambda^*(S_\nu^l - S_\nu^{l-1}) \quad (3.11)$$

J_ν^l, S_ν^l : mittlere spez. Intensität, bzw. Quellfunktion der l -ten Iteration

Λ^* : genäherter Lambda-Operator des Strahlungstransportes

Im Unified-Standardmodell verwenden wir diese „ALI-Form“ (3.11) für die Berechnung von Photoionisations-, bzw. Rekombinationsraten aller betrachteten Niveaus. Die Photoionisationsquerschnitte entsprechen exakt dem pp-Standardmodell (H(1-3): Gingerich (1964), HeI(1): Hunger und v.Blerkom (1967), HeI(2-5): Gingerich (1964), HeII(1-3): Hunger und v.Blerkom (1967)).

Für das Unified-Metallmodell gehen wir genauso vor wie in Pauldrach (1987a) und approximieren die Photoionisationsquerschnitte durch die „Seaton-Formel“

$$\sigma_{ic} = \alpha_t \left(\beta \left(\frac{\nu}{\nu_t} \right)^{-s} + (1 - \beta) \left(\frac{\nu}{\nu_t} \right)^{-s-1} \right) \quad (3.12)$$

mit den Schwellenwerten α_t nach Gould (1978). Abweichend zu der Arbeit von Pauldrach (1987a), nähern wir die Parameter β und s nur für Elemente schwerer als Helium global

⁴wegen der universellen Einsetzbarkeit für alle Atomspezii und Ionisationsstufen

mit $\beta = 2$, $s = 2$. Für Wasserstoff und Helium werden individuelle Schwellenwerte α_i und Parameter s, β wie in Berger (1989) verwendet. Die „ALI-Form“ ist hier auch nur für die Grundzustände der jeweiligen Ionisationsstufe in Gebrauch. Für alle restlichen Niveaus entfällt diese „Beschleunigung“⁵. Die gebunden-frei Rekombinationsraten R_{ci} und die zugehörigen Ionisationsraten R_{ic} werden somit folgendermaßen berechnet:

$$\begin{aligned}
 R_{ci} &= 4\pi \left(\frac{n_i}{n_+}\right)^* \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\sigma_{ic}}{h\nu} \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{(-\frac{h\nu}{kT})} \Lambda^* \left(\frac{S_{\nu}^{l-2} - S_{\nu}^{l-1}}{S_{\nu}^{l-1}}\right) d\nu \\
 &+ 4\pi \left(\frac{n_i}{n_+}\right)^* \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\sigma_{ic}}{h\nu} \left(J_{\nu}^{l-1} + \frac{2h\nu^3}{c^2}\right) e^{(-\frac{h\nu}{kT})} d\nu \\
 R_{ic} &= 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\sigma_{ic}}{h\nu} J_{\nu}^{l-1} d\nu
 \end{aligned} \tag{3.13}$$

σ_{ic} : Absorptionsquerschnitte

$\left(\frac{n_i}{n_+}\right)^*$: LTE Besetzungszahlenverhältnis

n_+ : Grundzustand der nächst höheren Ionisationsstufe

Dabei berücksichtigen wir die Formulierung von Pauldrach und Herrero (1988) für die Iteration mit Hilfe „alter“ Quellfunktionen S_{ν}^l . Für den genäherten Lambda-Operator Λ^* wird im Unified-Standardmodell bis zu einer gewissen Iterationszahl (abhängig von Sterntyp und Konvergenzverhalten) die Form von Hamann (1986), Pauldrach (1987a) gewählt. Für höhere Iterationszahlen findet dann die Olson et al. (1986) Formulierung („OAB-Operator“) Verwendung. Im Unified- Metallmodell wird hingegen für die Berechnung der Ratenintegrale nur die Hamann (1986) Form benützt. Der Grund hierfür liegt darin, daß für die Olson et al. (1986) Formulierung zu jedem Strahlungsfeld der genäherte Lambdaoperator automatisch⁶ schon gegeben ist. Beim Start einer Modellrechnung sind in der Regel Besetzungszahlen und Strahlungsfeld noch weit von der gesuchten Lösung entfernt; dementsprechend falsch wird der (unveränderbare) Wert des „OAB“- Operators für solche Startwerte. Liegen die Werte von Strahlungsfeld und Besetzungszahlen hingegen schon in gewisser Nähe zur späteren Lösung, so wird mit der Olson et al. (1986) Formulierung bekanntlich der Weg der schnellsten Konvergenz eingeschlagen. Die Formulierung des genäherten Lambdaoperators $\Lambda^* = 1 - e^{-\tau/\gamma}$ in der Hamann (1986) Form, läßt hingegen durch die freie Wahl des γ - Parameters⁷ zu, daß die „Beschleunigung“ in (3.13) am Anfang gedämpft appliziert wird; zusammen mit dem Iterationsschema aus Pauldrach und Herrero (1988) erhalten wir dann meist ein stabiles Konvergenzverhalten.

⁵ 1-ter Term der rechten Seite von R_{ci}

⁶ aus dem Strahlungstransport

⁷ zu γ siehe Hamann (1986)

Die Strahlungsraten werden zudem durch die Geschwindigkeitsfelder beeinflusst. Durch die Dopplerverschiebung ist eigentlich eine korrekte Rechnung im mitbewegtem System (*comoving frame*) nötig.

- Wegen der relativ niedrigen stellaren Windgeschwindigkeiten für die von uns untersuchten O-Sterne⁸, vernachlässigen wir die Behandlung der Kontinuumsfrequenzen im *comoving frame* und berechnen Ratenintegrale und Strahlungstransport im Ruhesystem. Der hierdurch verursachte Fehler läßt sich für die gebundenfrei Ratenintegrale folgendermaßen abschätzen:

$$\begin{aligned}
 R_{ic} &= 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\sigma_{ic}}{h\nu} J_{\nu} d\nu \\
 \sigma_{ic} &\approx \text{const} * \nu^{-3} \\
 J_{\nu} &\approx B_{\nu} * f(r) \text{ Funktion des Radius, Wienscher Bereich} \\
 &\leadsto \text{(Abschätzung durch die Kantenfrequenz } \nu_0) \\
 &\quad \text{Das Verhältnis } \frac{R_{ic}}{R'_{ic}} \text{ von „unverschobenen“ zu „verschobenen“} \\
 &\quad \text{Raten wird dann:} \\
 \frac{R_{ic}}{R'_{ic}} &\simeq \frac{1}{(1-2\frac{v_{\infty}}{c}+(\frac{v_{\infty}}{c})^2)} e^{-\frac{h\nu_0}{kT} \frac{v_{\infty}}{c}}
 \end{aligned}$$

Dies bedeutet bei typischen Werten von $T = 30000$ K einen Integrationsfehler von maximal 17% im äußersten Windbereich (He II Kante, extremster Fall). Ein solcher Fehler tritt aber tatsächlich nur auf, wenn dort die betreffende Absorptionskante optisch dünn und gleichzeitig die Rekombinationsrate vernachlässigbar ist, weil dann fälschlicherweise mit dem nicht verschobenen Strahlungsfeld des photosphärischen Bereichs gerechnet wird. Im realen Fall (der He II Entstehung) partizipiert das lokale, nicht verschobene Strahlungsfeld immer zu gleichen Teilen sowohl an Ionisation als auch an Rekombination mit kleinem Fehler.

- Generell nicht zu vernachlässigen ist die Dopplerverschiebung in den Linien. Hier berücksichtigen wir das Geschwindigkeitsfeld durch die Formulierung der Linienentstehung in SOBOLEV-Theorie. Die Strahlung in der Linie wird dabei durch die profilgewichtete, winkelmittelte, frequenz - integrierte Intensität \bar{J}_{ij} dargestellt⁹.

$$\bar{J}_{ij} = (1 - \beta)S_{ij} + \beta_c I_c \quad (3.14)$$

i, j : unteres und oberes Niveau der betreffenden Linie,
die Linienquellfunktion:

$$S_{ij} = \frac{n_j A_{ij}}{n_i B_{ij} - n_j B_{ji}} \quad (3.15)$$

⁸typische v_{∞} liegen bei ungefähr $2000 \frac{km}{s} \rightsquigarrow \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \simeq 0.6\%$

⁹siehe Castor (1970)

A_{ij}, B_{ij}, B_{ji} : Einsteinkoeffizienten,

sowie die „escape probabilities“,

$$\begin{aligned}\beta &= \int_0^1 \frac{1 - e^{-\tau_S}}{\tau_S} d\mu \\ \beta_c &= \int_{\mu_c}^1 \frac{1 - e^{-\tau_S}}{2\tau_S} d\mu\end{aligned}\quad (3.16)$$

τ_S : optische SOBOLEV-Tiefe

$$\tau_S = \frac{hcr (n_i B_{ij} - n_j B_{ji})}{4\pi v (\mu^2 [\frac{\partial \ln v}{\partial \ln r} - 1] + 1)} \quad (3.17)$$

I_c : ortsunabhängige Core-Einstrahlung

Falls die Wechselwirkung der Atome mit dem Strahlungsfeld im Wind in örtlich eng begrenzten SOBOLEV-Zonen abläuft, ist diese Approximation der korrekten „comoving frame“¹⁰ Methode gleichwertig. Wie Sellmaier (1991) zeigt, ist die stärkste Abweichung der SOBOLEV-Approximation gegenüber dem „comoving frame“ für unsere Objekte im Bereich um den sonischen Punkt zu suchen. Dort findet eine Überschätzung der Linienintensität statt, die wir wegen der einfacheren numerischen Implementierung (und des erheblich geringeren Zeitverbrauchs) in Kauf nehmen. Für die tatsächliche Form der Linienprofile werden ferner im Anschluß an diese Modellatmosphärenrechnung „line-formation“ Rechnungen im „comoving-frame“ angefertigt¹¹; die Rechnungen dazu zeigen¹² die gute Übereinstimmung im Verlauf der Besetzungszahlen zwischen diesen verschiedenen Ansätzen.

Die Erfahrung zeigt, daß für die von uns untersuchten Objekte das Ionisationskontinuum langwellig der He II-Kante immer optisch dünn ist und die Verwendung von Gleichung (3.14) daher gerechtfertigt ist. Die gebunden-gebunden Anteile der Strahlungsraten lauten dann:

$$\begin{aligned}i &< j \\ R_{ij} &= B_{ij} \bar{J}_{ij} \\ R_{ji} &= A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ij} \\ \text{bzw.} \\ i &> j\end{aligned}$$

¹⁰siehe Mihalas (1978), Seite 499ff

¹¹A.F. Gabler (1991)

¹²siehe Gabler et al. (1989)

$$\begin{aligned} R_{ij} &= A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ji} \\ R_{ji} &= B_{ji} \bar{J}_{ji} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Die statistischen Gleichungen werden für jeden Tiefenpunkt und alle **NLTE** Level der betrachteten Atomspezii gelöst, wobei die jeweils redundante Gleichung für das oberste Level (Grundzustand der nächsthöheren Ionisationsstufe) durch eine Gleichung für die Teilchenzahlerhaltung ersetzt wird.

III Ladungserhaltung

Die Forderung nach Erhalt der elektrischen Neutralität bedingt, daß die Anzahl der freien Elektronen sich aus den Ionisationsverhältnissen ermittelt:

$$n_e = \sum_K \sum_r ((r-1) \sum_i n_{K,r,i}) \quad (3.19)$$

n_e : Elektronenbesetzungszahl

K : Elemente

r : Ionisationsstufen

i : Niveaus

Eine eingehende Diskussion zur „Quasi-Neutralität“ im stationären Fall auch bei mehrkomponentigen Plasmen findet man bei Springmann (1991), Absatz §§12.

IV NLTE-Temperatur

Für die Unified-Modelle verlangen wir im gesamten Bereich die Erhaltung der einstrahlten Leuchtkraft. Die Bedingung für $L(r) = \text{const.}$ resultiert aus der Quellenfreiheit des frequenzintegrierten Flußes H :

$$\text{div}H = 0 \quad (3.20)$$

und läßt sich mit Hilfe der Strahlungstransportgleichung 1-ter Ordnung¹³ in der Form einer Energiebilanz zwischen absorbiertem und emittiertem Strahlungsenergie schreiben.

$$\int_0^\infty (\chi_\nu J_\nu - \eta_\nu) d\nu = 0 \quad (3.21)$$

In den Opazitäten χ_ν und Emissivitäten η_ν werden gebunden-frei, gebunden-gebunden und frei-frei Anteile berechnet. Die diskretisierte Form des Strahlungsgleichgewichtes

¹³siehe Mihalas (1978), Seite 250

teilt sich dann auf in:

$$\begin{aligned}
& \sum_{k'} (\chi_{k'}^c J_{k'}^c - \eta_{k'}^c) w_{k'} \\
& + \sum_{l,u} \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} (B_{lu}(n_l - \frac{g_l}{g_u} n_u) \beta_c I_c - \beta A_{ul} n_u) \\
& + \int_0^\infty \chi_\nu^c (J_\nu - J_\nu^c) d\nu = 0
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Der erste Term beschreibt den kontinuierlichen Anteil am Strahlungsgleichgewicht. Die inkorrekte Behandlung der Kanten (Verschiebung nicht berücksichtigt) kann hier mit besserem Argument vernachlässigt werden als bei der Ratenintegration. Der Grund ist, daß bei der Ratenintegration der Fehler zusätzlich durch die Integrationsgrenze beschränkt wird; hier aber nur noch durch den Integranden.

Die Linienbeiträge sind in „SOBOLEV-Form“ entwickelt (2-ter Term). Eigentlich sollten diese auch im „comoving frame“ behandelt werden. Daß wir auch hier den einfacheren Weg gewählt haben hat zwei Gründe.

- Diese Näherung ist für den Überschallbereich gut, in dem die meisten Linienkerne entstehen.
- Für den Unterschallbereich sind die „escape probabilities“ so klein, daß der Linienanteil vernachlässigbar wird gegenüber den Kontinua.

Da man im Übergangsbereich zwischen diesen Grenzen die Linienquellfunktion durch die „SOBOLEV-Theorie“ überschätzt¹⁴, wird der Term proportional zur mittleren Intensität (Heizterm) um dieselbe Größenordnung überbewertet.

Die Abweichung des tatsächlichen Strahlungsfeldes („line blocking“ siehe Seite 19) vom approximierten (dritter Term in 3.22) müßte korrekterweise mit einbezogen werden. Durch die konzeptionelle Trennung unserer Modellatmosphärenrechnung vom Linientransport ist das mit unseren Techniken nicht möglich¹⁵.

Diese Bilanzgleichung (3.22) gewährt zunächst nur die Konstanz der Leuchtkraft, macht aber keine Aussage über deren tatsächlichen Wert. Darum wurde in eine der Randbedingungen des Strahlungstransportes (3.5) die Information über die momentane Abweichung vom Sollfluß (aus der Leuchtkraft) mit einbezogen.

Speziell für die Untersuchung der Kühlung durch Expansion gegen das Schwerfeld wird zusätzlich die NLTE-Temperatur aus einer (unvollständigen) Gasenergiegleichung bestimmt. Dazu werden die Terme der Gasexpansion (1-ter HS der Thermodynamik, Gleichungen der Gasdynamik) kombiniert mit dem Strahlungsgleichgewicht als Wärmeterm. Ist letzterer klein, so handelt es sich um einen „quasi-adiabatischen“ Prozess.

¹⁴im Vergleich zur korrekten „comoving frame“ Rechnung, siehe Sellmaier (1991)

¹⁵vergl. hierzu die Diskussion bei Hillier (1987a), Appendix

Um den Energietransfer durch die Gasexpansion des Plasmas zu beschreiben, bemühen wir den 1-ten Hauptsatz der Thermodynamik¹⁶:

$$de + pd(1/\rho) = dq \quad (3.23)$$

Die Gasenergiegleichung entsteht daraus durch die Berechnung des totalen Differentials nach der Zeit¹⁷:

$$\rho \frac{De}{Dt} + p\left(\rho \frac{D(1/\rho)}{Dt}\right) = \rho \frac{D(q)}{Dt} \quad (3.24)$$

Beachtet man, daß mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung $\rho\left(\frac{D(1/\rho)}{Dt}\right) = \vec{\nabla} \cdot \vec{v}$ der Arbeitsterm umgeformt wird in $p \vec{\nabla} \cdot \vec{v}$, so läßt sich dieser schreiben als:

$$p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = a_s^2 \rho v \left[\frac{2}{r} + \frac{\partial \ln v}{\partial r} \right] \quad (3.25)$$

Für die Schallgeschwindigkeit a_s eines einkomponentigen Fluidums gilt:

$$a_s^2 = \frac{p}{\rho} = \frac{kT(r)}{\mu m_p} \quad (3.26)$$

mit der mittleren Masse pro Elektron μ und der Protonmasse m_p . Zieht man die Beziehung¹⁸ $e = p/[\rho(\gamma - 1)]$ für ein ideales Gas mit dem Adiabatenexponenten γ zu Rate, so formt sich das totale Differential der inneren Energie um in¹⁹:

$$\rho \frac{De}{Dt} = \frac{\rho v}{\gamma - 1} \frac{\partial(p/\rho)}{\partial r} = \frac{\rho v}{\gamma - 1} \left(\frac{k}{\mu m_p} \right) \frac{\partial T(r)}{\partial r} \quad (3.27)$$

Die gesamte Energiegleichung lautet dann:

$$\frac{\rho v}{\gamma - 1} \left(\frac{k}{\mu m_p} \right) \frac{\partial T(r)}{\partial r} + \left(\frac{k}{\mu m_p} \right) \rho \left(\frac{2v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) T(r) = \rho \frac{D(q)}{Dt} \quad (3.28)$$

Die rechte Seite von (3.28) ergibt sich aus dem negativen²⁰ Wert des Ausdrucks auf der linken Seite von Gleichung (3.22) mal 4π .

Gleichung (3.28) sagt aus, daß die Änderung der inneren Energie nur vom Temperaturgradienten abhängt, und die geleistete Arbeit proportional zur lokalen Temperatur ist. Die rechte Seite von (3.28) wird durch die Senken und Quellen des Strahlungsfeldes bestimmt. Solange die rechte Seite verschwindet²¹, kann das Randwertproblem durch

¹⁶pro Einheitsmasse

¹⁷multipliziert mit ρ

¹⁸Mihalas (1978), Seite 520

¹⁹die Divergenz hat nur die radiale Komponente

²⁰weil vom Gas aus betrachtete Energiebilanz

²¹bei unseren Beispielen ist dies nicht der Fall; siehe Seite 58

Integration gelöst werden. Ansonsten bestimmt eben die extrem nichtlineare Temperaturabhängigkeit von $\rho D(q)/Dt$ den Verlauf der Lösung.

Im inneren Teil (Photosphäre) sind die Gasenergieterme in der Regel noch klein gegenüber dem Strahlungsterm. Ab welchem Radiuspunkt die Gasenergieterme dann entscheidend zur Temperaturschichtung beitragen, ist von Stern zu Stern verschieden und kann nur am speziellen Objekt diskutiert werden²².

²²siehe Seite 58

Kapitel 4

Lösungsverfahren

Um zu einer konsistenten Modellatmosphäre zu gelangen, diskretisieren wir die physikalischen Nebenbedingungen. Prinzipiell wurden zwei verschiedene Lösungsalgorithmen zur Bestimmung der vorangegangenen Gleichungen entwickelt.

I Vollständige Linearisierung — *complete linearization* (1)

Die Unbekannten $z \equiv (J_1, \dots, J_{NF}, T, n_e, n_{K,r,i})$ des Gleichungssystems f_α

z	f_α
J_1, \dots, J_{NF}	mit. Intensität für NF Frequenzstützstellen, Strahlungstransport
T	Strahlungsgleichgewicht, bzw. Gasenergiegleichung
n_e	Ladungserhaltung
$n_{K,r,i}$	Statistische Gleichungen, Teilchenzahlerhaltung

sind untereinander (Ratenintegrale, Strahlungsgleichgewicht) extrem nicht-linear gekoppelt. Um zu einer Lösung zu gelangen, werden nach Auer und Mihalas (1969) die Ableitungen sämtlicher Bedingungen nach allen zu ermittelnden Unbekannten berechnet. Zusammen mit der Startlösung z_0 wird dann das lineare TAYLOR-System zur 1-ten Ordnung in δz

$$f_\alpha(z_0) + \frac{\partial f_\alpha}{\partial z_\beta} \delta z = 0 \quad (4.1)$$

nach δz aufgelöst und die verbesserte Lösung

$$z' = z_0 + \delta z \quad (4.2)$$

als neue Startlösung genommen (NEWTON-RAPHSON Verfahren). Die Tiefenkopplung durch die Strahlungstransportgleichungen wird dabei durch das Schema von Feautrier

(1964) beseitigt. Die iterative Lösung ist gefunden, sobald δz eine Genauigkeitsschranke unterschreitet. Lösungsalgorithmus (1) unterscheidet sich vom pp-Standardverfahren nur durch die sphärische Form des Strahlungstransportes und durch das Fehlen einer hydrostatischen Gleichung.

II ALI-Linearisierung — *partial linearization* (2)

Die in den statistischen Gleichungen verwendete „ALI“-Methode zur Ermittlung des kontinuierlichen Strahlungsfeldes wird auf das gesamte Lösungsschema ausgeweitet. Da die Kenntnis von J_ν bereits durch ein „altes“ J_ν (aus der Iteration $l - 1$ vorher bestimmtes) und der momentanen Abweichung der Kontinuumsquellfunktionen (Gleichung 3.11) gegeben ist, sind die Strahlungstransportgleichungen überflüssig. Durch deren Elimination entfernt man auch die Tiefenkopplung des ansonsten, im Vergleich zur vollständigen Linearisierung, identischen Gleichungssystems. Der veränderten Form des Strahlungsfeldes trägt nun auch die Gleichung des Strahlungsgleichgewichtes Rechnung. Wir setzen (3.11) in (3.22) ein und erhalten

$$\begin{aligned} \sum_{k'} (\chi_{k'}^c (J_{k'}^{l-1} + \Lambda^* (S_{k'}^l - S_{k'}^{l-1})) - \eta_{k'}^c) w_{k'} \\ + \sum_{l,u} \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} (B_{lu}(n_l - \frac{g_l}{g_u} n_u) \beta_c I_c - \beta A_{ul} n_u) = 0 \end{aligned} \quad (4.3)$$

mit einem veränderten Kontinuumsterm gegenüber (3.22). Die restlichen Unbekannten $z \equiv (T, n_e, n_{K,r,i})$ werden wiederum mit NEWTON-RAPHSON Iteration ermittelt.

III Formale Lösung

Genauso wie im planparallelem Fall, muß die Bestimmung der — während des Linearisierungsvorganges festgehaltenen — EDDINGTON-Faktoren (f_k, g_k^{in}, g_k^{out}) in einem zusätzlichen Zwischenschritt — der *formalen Lösung* — geschehen. Für beide Algorithmen werden dort auf jeden Fall J_k für die ALI-Gleichung (3.11) berechnet. Genügen im planparallelen Fall 3 Winkelstrahlen, um die winkelintegrierten Größen mit hinreichender Genauigkeit darzustellen, so ist im sphärischen Fall, wegen der enormen Aufweitung des Integrationsgebietes, ein wesentlich größerer Aufwand nötig.

Der ergänzende Strahlungstransport wird in p-z Geometrie (vergl. Mihalas (1978), Seite 253ff) gelöst. Hierzu benützen wir die monochromatische Strahlungstransportgleichung für die symmetrische FEAUTRIER-Variable u_k^d .

$$\frac{u_k^{d-1}}{\Delta\tau_k^{d-\frac{1}{2}} \Delta\tau_k^d} - \frac{u_k^d}{\Delta\tau_k^d} \left(\frac{1}{\Delta\tau_k^{d+\frac{1}{2}}} + \frac{1}{\Delta\tau_k^{d-\frac{1}{2}}} \right) + \frac{u_k^{d+1}}{\Delta\tau_k^{d+\frac{1}{2}} \Delta\tau_k^d} = u_k^d - S_k^d \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned}
 u_k^d &\equiv u_k^d(z, p) = \frac{1}{2}(I_k^+(z, p) + I_k^-(z, p)) \\
 z(p) &= \sqrt{r^2 - p^2}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

I_k^+, I_k^- spezifische Intensität
 für positive bzw negative z-Richtung
 d, k Tiefen-, Frequenzindex und
 die monochromatischen Tiefenschritte

$$\begin{aligned}
 \Delta\tau_k^{d-\frac{1}{2}} &\equiv \Delta\tau_k^{d-\frac{1}{2}}(z, p) = \frac{1}{2}(\chi_k^{d-1} + \chi_k^d)(z^d(p) - z^{d-1}(p)) \\
 \Delta\tau_k^{d+\frac{1}{2}} &\equiv \Delta\tau_k^{d+\frac{1}{2}}(z, p) = \frac{1}{2}(\chi_k^d + \chi_k^{d+1})(z^{d+1}(p) - z^d(p)) \\
 \Delta\tau_k^d &= \frac{1}{2}(\Delta\tau_k^{d-\frac{1}{2}} + \Delta\tau_k^{d+\frac{1}{2}})
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Für die Randbedingung Innen fordern wir Diffusionsnäherung für I_k^+ mit Fallunterscheidung für CORE und NON-CORE Strahlen.

$$\begin{aligned}
 \frac{(u_k^{ND} - u_k^{ND-1})}{\Delta\tau_k^{ND-\frac{1}{2}}} - (I_k^+ - u_k^{ND}) &= 0 \\
 I_k^+ &= B_k + \mu \frac{\partial B_k}{\partial \tau_k}
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

für CORE Strahlen mit Diffusionsnäherung für I_k^+

$$\frac{(u_k^{ND} - u_k^{ND-1})}{\Delta\tau_k^{ND-\frac{1}{2}}} - \frac{1}{2}(S_k^{ND} - u_k^{ND-1})\Delta\tau_k^{ND-\frac{1}{2}} = 0 \tag{4.8}$$

für NON-CORE Strahlen (spiegelnde Randbedingung)

Am äußeren Rand verlangen wir, daß die einfallende Intensität proportional zu einer exponentiell nach außen abfallenden¹ Quellfunktion sein soll.

$$\frac{(u_k^2 - u_k^1)}{\Delta\tau_k^{\frac{3}{2}}} - \left(\frac{1}{3}(S_k^1 - u_k^1) + \frac{1}{6}(S_k^2 - u_k^2) \right) \Delta\tau_k^{\frac{3}{2}} - (S_k^1(1 - e^{-\Delta\tau_k^{\frac{3}{2}}}) - u_k^1) = 0 \tag{4.9}$$

Diese Strahlungstransportgleichung (4.4) wird mit einem Schema² nach Rybicki (1971) für alle Frequenzen gelöst. Mit Hilfe von u_k^d integriert man direkt die in den

¹mit der optischen Tiefe

²siehe auch Mihalas und Hummer (1974)

Algorithmen (1) und (2) benötigten Größen.

$$\begin{aligned}
 J_k^d &= \frac{1}{r^d} \int_0^{r^d} u_k^d(z, p) dz \\
 K_k^d &= \frac{1}{r^{3d}} \int_0^{r^d} u_k^d(z, p) z^2 dz \\
 g_k^{in} &= \frac{\frac{1}{r^{2ND}} \int_0^{r^{ND}} u_k^{ND}(z, p) p dp}{J_k^{ND}} \\
 g_k^{out} &= \frac{\frac{1}{r^{2I}} \int_0^{r^I} u_k^I(z, p) p dp}{J_k^I}
 \end{aligned}$$

IV Ablauf

Die Verwendung zweier getrennter Lösungsverfahren mag zunächst verwunderlich erscheinen. Da der modernere Ansatz (2) durch die fehlende Tiefenkopplung und das Beiseitelassen von NF Strahlungstransportgleichungen im Lösungsalgorithmus weitaus kostengünstiger ist, wäre es wünschenswert, nur diesen zu verwenden. Daß nun sowohl (1) wie (2) benützt werden, liegt am Konvergenzverhalten der Iterationsschritte. Die Gleichung des Strahlungsgleichgewichtes (3.21) ist bei vielen Modellen eine die Konvergenz bremsende Einschränkung an das Gleichungssystem. Nicht nur durch die exponentielle Abhängigkeit der Restgrößen von der Temperatur ergeben die linearisierten Gleichungen (multidimensionale Taylorentwicklung bis zur 1.Ordnung) oft keine guten Näherungen (Überschätzung durch den Gradienten) für den tatsächlichen, zunächst unbekanntem Verlauf der Lösung. Starke Opazitätskanten (z.B. HeII-Kante 228 Å) verstärken dieses Verhalten. Das führt dazu, daß bei Iterationsstart zunächst die Korrekturen δz stark gedämpft appliziert werden müssen, da sonst die momentane Lösung schnell in eine divergente Asymptote einschwenken kann (ein ähnliches Verhalten hat man auch im pp-Standardmodell).

Die von mir gebrauchte Möglichkeitsform deutet an, daß die Frage: „Ist man innerhalb oder außerhalb des Konvergenzradius mit der derzeitigen Lösung?“, bei Berechnung einer real existierenden Modellatmosphäre alles andere als klar zu entscheiden ist. Alle modernen Iterationsverfahren („conjugate gradient method, Ng-method, Broyden-method“) verbessern nur die Konvergenzgeschwindigkeit, lösen aber nicht dieses Grundproblem. Zu prüfen wäre allerdings, ob tri- oder pentadiagonale Verfahren³ für unsere Modelle stabilere Konvergenzverhalten bewirken können.

³Hillier (1990)

IV-A Graues Modell

Für die detaillierte Modellabfolge betrachten wir die verschiedenen Zwischenstufen einer Modellrechnung (Abbildung 4.1). Wir gehen zunächst vom grauen Fall als Startnäherung aus, um erste Besetzungszahlen und Temperaturwerte zu bekommen. Da im „Hydro-code“ von Pauldrach (1985) bis jetzt nur THOMSON-Streuung als einzige Opazität zusammen mit einer isothermen Temperaturschichtung ($T(r) = T_{\text{eff}}$) eingesetzt wird, um den Verlauf der Dichte- und Geschwindigkeit aus der stationären Bewegungsgleichung zu berechnen, lösen⁴ wir unterhalb des Schallpunktes selbst die sphärische, hydrostatische Gleichung durch Integration⁵ mit verbesserten Opazitäten (b-f, f-f, für Wasserstoff und Helium bei LTE Besetzungszahlen). Gleichzeitig wird eine sphärische, graue Temperaturschichtung durch Iteration und Integration der „two-stream approximation“ Lucy (1971) bestimmt⁶.

Abbildung 4.2 zeigt die verbesserte Situation für dasselbe Modell wie in Abbildung 2.1. Im innersten Teil (LTE-Domäne mit $\tau_{\text{Ross}} > 10$) unserer Atmosphäre erhalten wir auf diese Weise dann schon die korrekte Lösung, sowohl für die Temperatur, als auch für die Besetzungszahlen⁷. Abweichungen sind zu erwarten in den Bereichen, in denen die NLTE-Temperatur andere Werte annimmt als die Graue- oder LTE-Temperatur. Dieser Einfluß auf die Dichte- und Geschwindigkeitsschichtung wird vernachlässigt und jene von diesem Modellstadium aus festgehalten.

Im sphärischen Fall ist der Sternradius ein weiterer freier Parameter⁸ der Spektralanalyse. T_{eff} und $\log g$ sind im Gegensatz zu planparallelen Modellen keine Konstanten der Atmosphäre, sondern tiefenabhängig, da bei vorgegebener Leuchtkraft, die Effektivtemperatur $T_{\text{eff}} \sim r^{-2}$ und die Schwerebeschleunigung $g \sim r^{-2}$ proportional zum reziproken Quadrat des Radius sind. Werden dennoch Konstanten gebraucht, so ist der geometrische Ort anzugeben, an denen diese gelten sollen. In unserem Fall bestimmt die optische THOMSON Tiefe $\tau_{\text{Thom}} = 1$ diesen Ort, d.h. dort ist der Sternradius und damit die weiteren Sternparameter definiert.

Die sphärische, graue Temperaturschichtung zeigt einen nach außen hin stark abfallenden Verlauf. Abhängig vom nächsten Näherungsmodell (NLTE-C oder NLTE-L), wird dieser Temperaturwert für die äußeren Bereiche konstant (NLTE-C meist $T(r) \approx 0.6 * T_{\text{eff}}$, NLTE-L ungefähr $T(r) \approx 0.8 * T_{\text{eff}}$) gesetzt, um mit der Startnäherung für die Temperatur nicht zu weit (Konvergenzradius!) vom erwarteten⁹ NLTE-C oder NLTE-L Verlauf zu liegen. Die Rechnungen zeigen, daß die Setzung des äußeren Temperaturverlaufs erheblichen Einfluß auf das Konvergenzverhalten im anschließen-

⁴im Gegensatz zur Arbeit R. Gabler (1986); dort wird die Dichte der hydrodynamischen Lösung nicht verändert

⁵STOER-BULIRSCH-Verfahren

⁶vergl. dazu R. Gabler (1986), Anhang A

⁷Mihalas (1978), siehe Seite 53 ff

⁸oder equivalent dazu die Massenverlustrate; siehe auch Abbott und Hummer (1985)

⁹Erfahrungswert

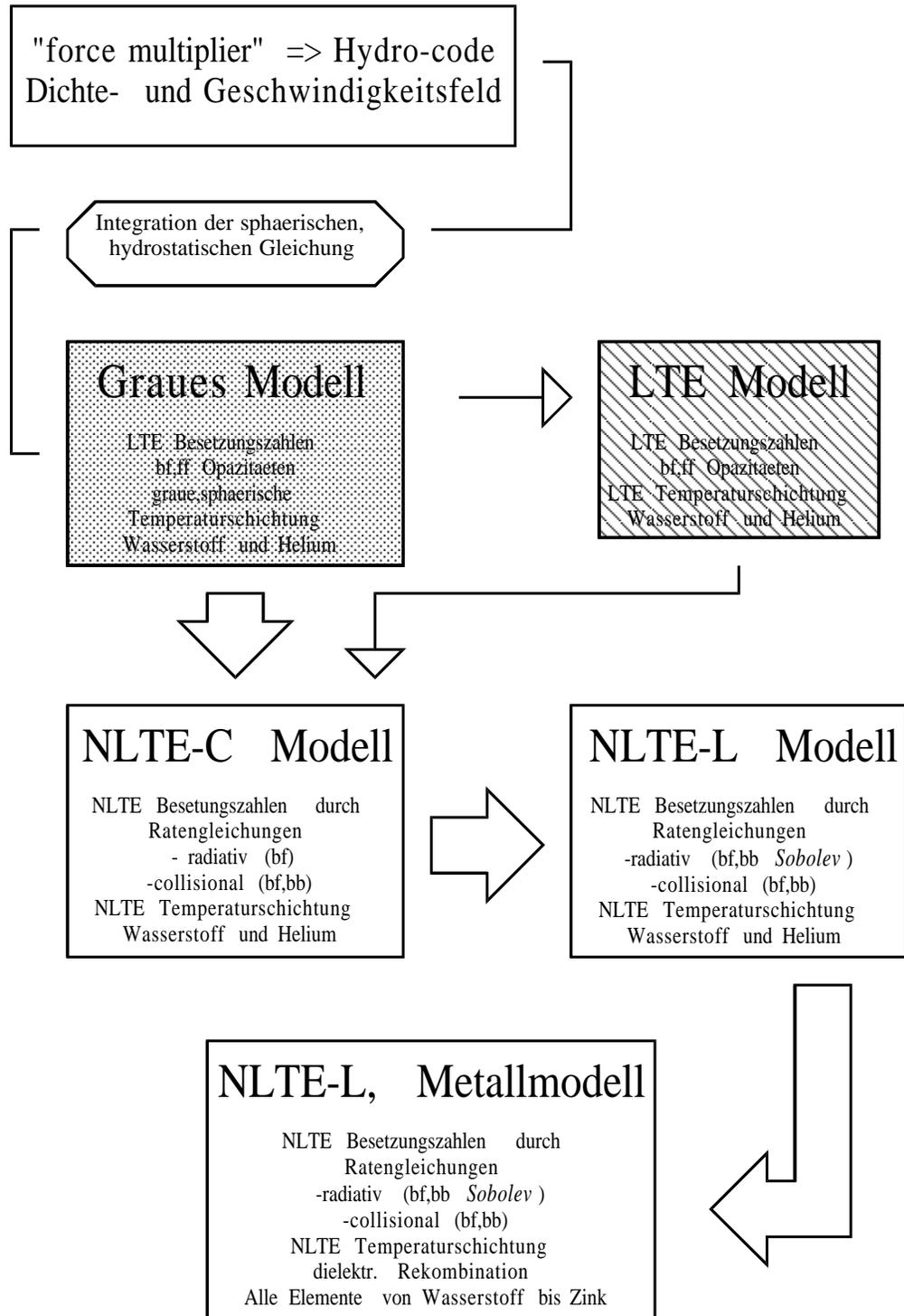
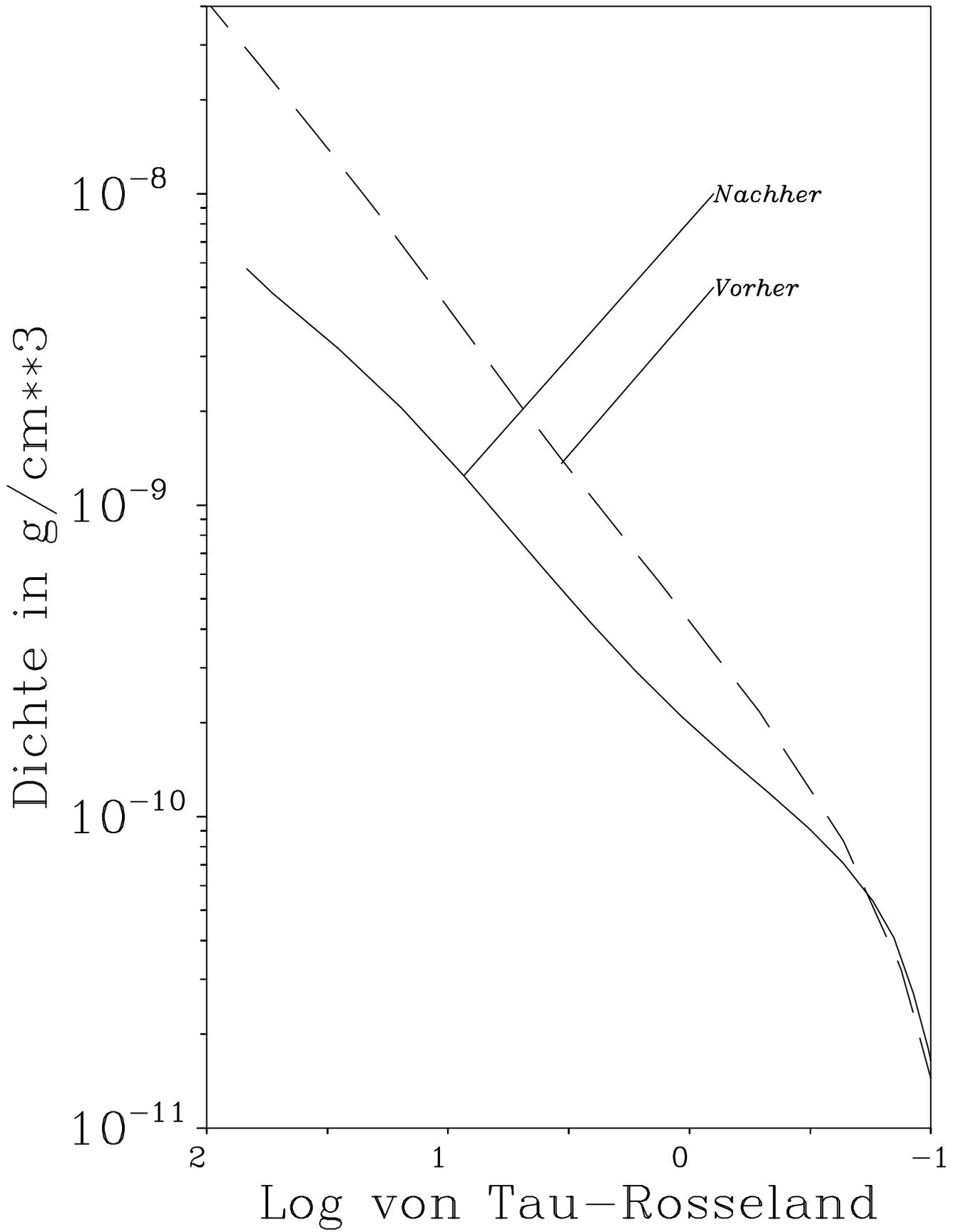


Abbildung 4.1: Zwischenschritte einer realen Modellrechnung für Unified-Modelle.



den Zyklus hat.

IV-B NLTE-C Modell

In der Regel folgt auf das „Graue Modell“ ein NLTE-C Modell (Kontinuumsmodell ohne b-b Beiträge; bei besonders schlechtem Konvergenzverhalten auch ein LTE Modell im Strahlungsgleichgewicht). Eine nähere Beschreibung der Eigenschaften und Physik dieser Modelle ist in R. Gabler (1986) zu finden. Ergänzend ist zu bemerken, daß seitdem durch die Veränderung einiger Verfahrensweisen ein sehr viel stabilerer und „konvergenzfreudigerer“ Iterationsablauf erreicht wurde. Im Speziellen wurden

- neue Kriterien zur Tiefendiskretisierung — 60% der zur Verfügung stehenden Punkte werden jetzt in dem Bereich zwischen $0.01 < \tau_{Thom} < 20$ logarithmisch äquidistant verteilt — eingesetzt,
- die Formulierung der Ratenintegrale (Gleichung 3.13) neugestaltet,
- und Lösungsalgorithmen im Programm-code — Wechsel der periodischen 1 : 1 Abfolge von formaler Lösung und Linearisierung auch für NLTE-C Modelle (siehe nächster Abschnitt), Einsatz von „ALI“-Operatoren etc. — geändert.

IV-C NLTE-L Modell, Unified-Standardmodell

Für die „L-“Eigenschaft werden alle Linienbeiträge (Raten, Opazitäten im Strahlungsgleichgewicht) in SOBOLEV-Formulierung implementiert. Es stellte sich heraus, daß für diese Modelle ein verändertes Iterationsschema notwendig wird. Im pp-Standardverfahren wechseln sich „formale Lösung“ und „Linearisierung“ im Verhältnis 1 : 1 ab. In unseren Modellen zeigt es sich jedoch, daß vor einer Linearisierung, wiederholte Zyklen von „formaler Lösung“ und „Lösung der Ratengleichungen“ eingeschoben werden müssen¹⁰ und zwar so lange, bis sich Strahlungsfeld und Besetzungszahlen kaum mehr ändern. Die hierbei zu erbringende Genauigkeit von $\Delta n/n \approx 1. * 10^{-4}$ ist nötig, damit sich — sonst gleichgroße — Terme in den Linienanteilen („line balancing“) mit umgekehrten Vorzeichen genau aufheben¹¹. Die Rechnungen zeigen, daß nicht die Größenordnung einzelner Linien und Kontinua für die Temperaturschichtung ausschlaggebend ist, sondern nur ihre Gesamtbilanz im Strahlungsgleichgewicht und in den Ratengleichungen¹².

¹⁰ „JN“-Schritte; „J“ für Strahlungsfeld — „N“ für Besetzungszahl Iteration

¹¹ dies ist ein tiefenabhängiges Verhalten; aus diesem Grund lassen sich die entsprechenden Teile nicht analytisch kürzen

¹² So ist z.B. Tabelle B.1 zu entnehmen, daß im dortigen Beispiel im Tiefenpunkt $\log \tau_{Ross} = -.758$ die He II Kontinuumsanteile schon dominieren, sich aber gegenseitig aufheben, so daß hier das Strahlungsgleichgewicht durch das H-LYMAN-Kontinuum bestimmt wird.

Die Bestimmung der Temperatur geht einher mit der Bildung der stärksten Opazitätskanten. Sind diese schwächer¹³ so stellt sich die Lösung in wenigen Iterationsschritten¹⁴ ein. Im anderen Fall läßt das Rechenschema oft nur stark gedämpfte Verbesserungen der momentanen Lösung zu, was in einer großen Anzahl an Iterationen resultiert. In der Regel liegen die pro NLTE-L Modell benötigten Rechenzeiten zwischen

- 1500 sec : 10 Iterationszyklen mit jeweils 20 JN-Schritten
- 25000 sec: 100 Iterationszyklen mit max. 88 JN-Schritten

auf einer **CRAY YMP 4/64**.

IV-D NLTE-L Modell, Unified-Metallmodell

Nach umfangreichen Versuchen erwies es sich als günstig, den Einschluß der Metalllinien als Unterprogramm in den bestehenden NLTE-L Modellcode zu implementieren. Das zugehörige Programm wurde von A. Pauldrach zur Verfügung gestellt. Entscheidende Teile unserer Behandlung der statistischen Gleichungen für Metalle verwenden somit die in Pauldrach (1987a) beschriebenen Algorithmen. Die wesentlichen Unterschiede ergeben sich in der Umgestaltung der *Subroutinen* auf variable Dimensionierung bezüglich aller diskreten Felder und der Korrektur der für das ursprüngliche „core-halo“ Programm gemachten Approximationen. Der Anwendungsbereich umfaßt eben jetzt die gesamte Atmosphäre, so daß z.B. garantiert werden mußte, daß im thermalisierten Bereich auch wirklich LTE-Besetzungszahlen vorliegen. In unserem *code* muß Flußerhaltung gelten und die emergenten Flüße werden selbstkonsistent wieder eingestrahlt¹⁵. Für den Strahlungstransport werden die gleichen *Routinen* wie im Unified-Standardmodell verwendet.

Da, wie schon Auer und Mihalas (1969) zeigten, die Abkoppelung der Temperaturbestimmung vom Restproblem der Aufgabe nicht gerecht wird, wird der Rahmen der vollständigen Linearisierung mit Einschränkungen beibehalten. Durch die positive Erfahrung mit dem Konvergenzverhalten beim Unified-Standardmodell mit Berücksichtigung der Gasexpansion¹⁶ wird für die Metallmodelle das gleiche Verfahren angewandt. Die zusätzlichen Metallbeiträge (Kontinuum und Linien) werden einfach als zusätzlicher Energieterm in die sonst gleichbelassene Energiegleichung (3.28) eingebracht. Der hierbei begangene Fehler im Sinne der vollständigen Linearisierung, liegt in der Vernachlässigung der „Querableitungen“ der Metallbeiträge — Ableitungen der Ratenintegrale nach den Besetzungszahlen und dem Strahlungsfeld; Ableitungen des Metall-Strahlungstransportes nach den Wasserstoff-, Heliumbesetzungszahlen — $\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial z_{\beta}}$ aus Gleichung 4.1. Im Konvergenzfall verschwinden jedoch diese Ableitungen.

¹³He II Grundzustandskante bei heißeren (≥ 70000 K) Sternen

¹⁴hier funktionieren beide Algorithmen (1) und (2) gleichermaßen

¹⁵wichtig für die „Linienbeleuchtung“ in SOBOLEV-Theorie

¹⁶siehe Seite 58

Die Methode ist erfolgreich, da das Strahlungsgleichgewicht auch in den Metallmodellen im unteren Bereich der Atmosphäre durch Wasserstoff und Helium bestimmt wird und der abweichende Verlauf um den sonischen Punkt nicht zu weit von der Lösung des Unified-Standardmodell liegt¹⁷. Im äußeren Atmosphärenteil ist das Strahlungsfeld nur noch schwach an die lokalen Gegebenheiten gebunden¹⁸ und die Strahlungsgleichgewichtsforderung dominiert bei weitem die anderen „constraints“ im Linearisierungsschema.

Ein wesentlicher Unterschied zu Pauldrach (1987a) besteht nun auch im numerischen Aufwand. Die Beschreibung der Besetzungszahlen für die ganze Atmosphäre bedeutet einen Wechsel von 7 auf 40 diskrete Tiefenpunkte. Das gesamte Lösungsproblem eines „Windmodells“ der Arbeit Pauldrach (1987a) ist jetzt nur noch der Zwischenschritt eines Iterationszyklus. Durch diese Erweiterungen benötigen die Modelle¹⁹ bei einer mittleren Iterationszahl²⁰ von 50 etwa 75000 sec auf dem Landesvektorrechner der Bayerischen Akademie der Wissenschaften **CRAY YMP 4/64**.

Die auf diesem Großrechner geltenden Grenzen für die Ressourcenanforderung werden in „job-Klassen“ verwaltet und teilen sich in die Kategorien

- cpu time < 100 sec
- 100 sec < cpu time < 1000 sec
- 1000 sec < cpu time < 10000 sec

ein. Es zeigte sich, daß durch den gewachsenen Aufwand, die Berechnung eines Iterationszyklus mit etwa 1500 sec nur noch innerhalb der größten Klasse hätte stattfinden können, was bis zu dreiwöchige Wartezeiten pro 6 Iterationsschritte bedeutet hätte²¹. Durch intensive Betreuung von Dr. E. Hahn (**CRAY** Incorporation) war es dennoch möglich, Systemdienste („checkpoint facility“)²² in Verbindung mit einer Umkonfiguration der erlaubten Rechenzeitgrenzen pro „job-Klasse“ durch das Rechenzentrum so einzusetzen, daß ein Rechnen in der mittleren Klasse möglich war. Dies senkte die „turn around time“ pro „job“, auf durchschnittlich 6 Stunden. Diese Spezialisierung verbunden mit der Tatsache, daß immer noch etwa 75000 sec auf dem zum jetzigen Zeitpunkt weltweit schnellsten „floating point“ Rechner benötigt werden, bedeutet gleichzeitig, daß vom Transfer auf einen anderen Rechner momentan abzuraten ist.

¹⁷so daß man durch einfache Iteration auch zum Ziel kommt

¹⁸gemeint ist, daß sich die Besetzungszahlen nach dem nichtlokalen Strahlungsfeld einstellen müssen und keine Rückkopplung entsteht

¹⁹neben dem erhöhten Speicherbedarf

²⁰ein Zyklus umfaßt jetzt ca. 65 JN-Schritte nur für Wasserstoff und Helium; anschließend ca. 40 JN-Schritte für die Metalle und dann 1 Linearisierungsschritt

²¹tatsächlich ist für die Durchführbarkeit einer numerischen Rechnung auf einer Großrechenanlage, die mittlere Verweilzeit im Rechner die ausschlaggebende Größe

²²d.h. Retten aller job-, Programm- und Dateiattribute bei Eintreten der Zeitkontrolle in eine Datei, mit Wiederaufsetzen im nachfolgenden job

Für die Metallmodelle gelten dieselben Genauigkeitskriterien bezüglich der JN-Schritte wie für das Unified-Standardmodell. So müssen die Terme, die zum Strahlungsgleichgewicht beitragen, ebenfalls bis zur 4. Stelle genau sein. Innerhalb des Konvergenzverhaltens ist zu beobachten, daß für den Temperaturverlauf um den Schallpunkt die Lösung sich relativ schnell (5-10 Iterationen) einstellt.

Alle Teile zu den Programmpaketen (Grau, NLTE-C, NLTE-L, NLTE-L Metall) sind als **FORTRAN** und **C** Programme auf den Großrechenanlagen **CRAY YMP 4/64** bzw. **CDC CYBER 995** implementiert. Die Verwaltung der Job-Ketten, Auswertesoftware für die Modelle umfaßt dabei umfangreiche Programme, die speziell für die **CDC CYBER 995** Rechner zugeschnitten sind.

Kapitel 5

Ergebnisse

In diesem Abschnitt sollen die Eigenschaften unserer Unified-Modelle an Hand einiger ausgewählter Beispiele vorgestellt werden. Wir untersuchen zunächst zwei Vertreter der O-Sterne, ζ -Puppis (**O4f**) und τ -Sorpii (**O9.5V**).

I Modelle für ζ -Puppis

Die Spektralklassifikation dieses leuchtkräftigen, heißen Sternes als Of-Stern deutet an, daß es sich um ein Objekt mit einem starken Sternwind handelt. In der Tat zeigt ζ -Puppis gleichzeitig wohl definierte Absorptionsprofile der wichtigsten Wasserstoff und Heliumlinien, als auch typische Windindikatoren wie H_α und He II 4686 in Emission.

Neben drei sehr detaillierten, optischen pp-Standardanalysen Kudritzki et al. (1983), Bohannan et al. (1986), Bohannan et al. (1990), welche unabhängig voneinander die Sternparameter auf

$$\begin{aligned} T_{\text{eff}} &= 42000K \\ \log g &= 3.5 \\ R_* &= 19. \end{aligned}$$

festlegen, gibt es eingehende Beobachtungen des UV¹ und Radiobereiches. Außer diesen früheren Arbeiten existieren seit einiger Zeit² erfolgreiche Untersuchungen, die beobachteten Ionisationsverhältnisse³, sowie die Windendgeschwindigkeit $v_\infty \approx 2200\text{km/s}$, die Massenverlustrate $\dot{M} \approx 3.0 * 10^{-6} M_\odot$ durch radiativ getriebene Winde zu erklären. Aufbauend darauf, wollen wir anhand zweier Modellparametersätze (siehe Tabelle 5.1)

¹Lamers und Morton (1976), Hamman (1980), frei-frei Strahlung im Radio- und Infrarotbereich, Lamers et al. (1984)

²Pauldrach (1987a), Pauldrach (1987b), Puls (1987a), Puls (1987b)

³Hamman (1980)

Modell	T_{eff}	$\log g$	R/R_{\odot}	$\dot{M}(M_{\odot}\text{Jahr})$	v_{∞} km/s	k	α	δ
A	42000	3.5	19.0	$3.26 * 10^{-6}$	2230.	0.039	0.726	0.082
B	45000	3.6	18.0	$5.0 * 10^{-6}$	2400.	0.053	0.709	0.052
C	45000	4.0	19.0	$5.99 * 10^{-6}$	2861.	0.295	0.513	0.052

Tabelle 5.1: Modellparameter für ζ -Puppis.

die Unterschiede zum pp-Standardmodell herausarbeiten.

Die Motivation, neben den von Bohannan et al. (1986) und Kudritzki et al. (1983) analysierten Parametern (Modell A) noch einen zweiten Satz mit höherer Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung (Modell B) zu verwenden, basiert auf der Überlegung, daß in der Arbeit von Bohannan et al. (1986) zusätzlich zum pp-Standardmodell „wind blanketing“ durch eine veränderte Randbedingung im Strahlungstransport simuliert wurde⁴. Wie die Autoren ausführen, ist es für Modelle ohne diese spezielle Annahme nötig, Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung gleichermaßen zu erhöhen, um dann sowohl im UV eine ähnliche Energieverteilung zu erhalten, wie auch die strategischen NLTE - Linien richtig zu fitten. Kudritzki et al. (1983) zeigten (dort Fig. 4a,b), daß für H_{γ} in der Tat beide Parametersätze befriedigende Resultate bezüglich der Schwerebeschleunigung liefern⁵.

Bevor wir die beobachtbaren Aspekte zum Gegenstand unserer Untersuchung machen, wollen wir die — zwar nicht beobachtbaren, aber für das Verständnis der Entstehung von Linien und Kontinua nötigen — Unterschiede des Unified-Standardmodell zum pp-Standardmodell aufzeigen. Die wohl gravierendste Differenz besteht, wie nicht anders zu erwarten, im Verlauf der Dichte.

Abbildung 5.1 zeigt den exponentiellen Verlauf im pp-Standardmodell gegenüber dem nur quadratischen Abfall im Unified-Standardmodell für den Windbereich. Diesen Verlauf versteht man, indem man für das Unified-Standardmodell näherungsweise ein β - Geschwindigkeitsfeld⁶ benützt.

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{1}{r}\right)^{\beta}$$

Dann erhält man für den äußeren Teil aus der Kontinuitätsgleichung

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 R_*^2 v_{\infty} \left(1 - \frac{1}{r}\right)^{\beta}}$$

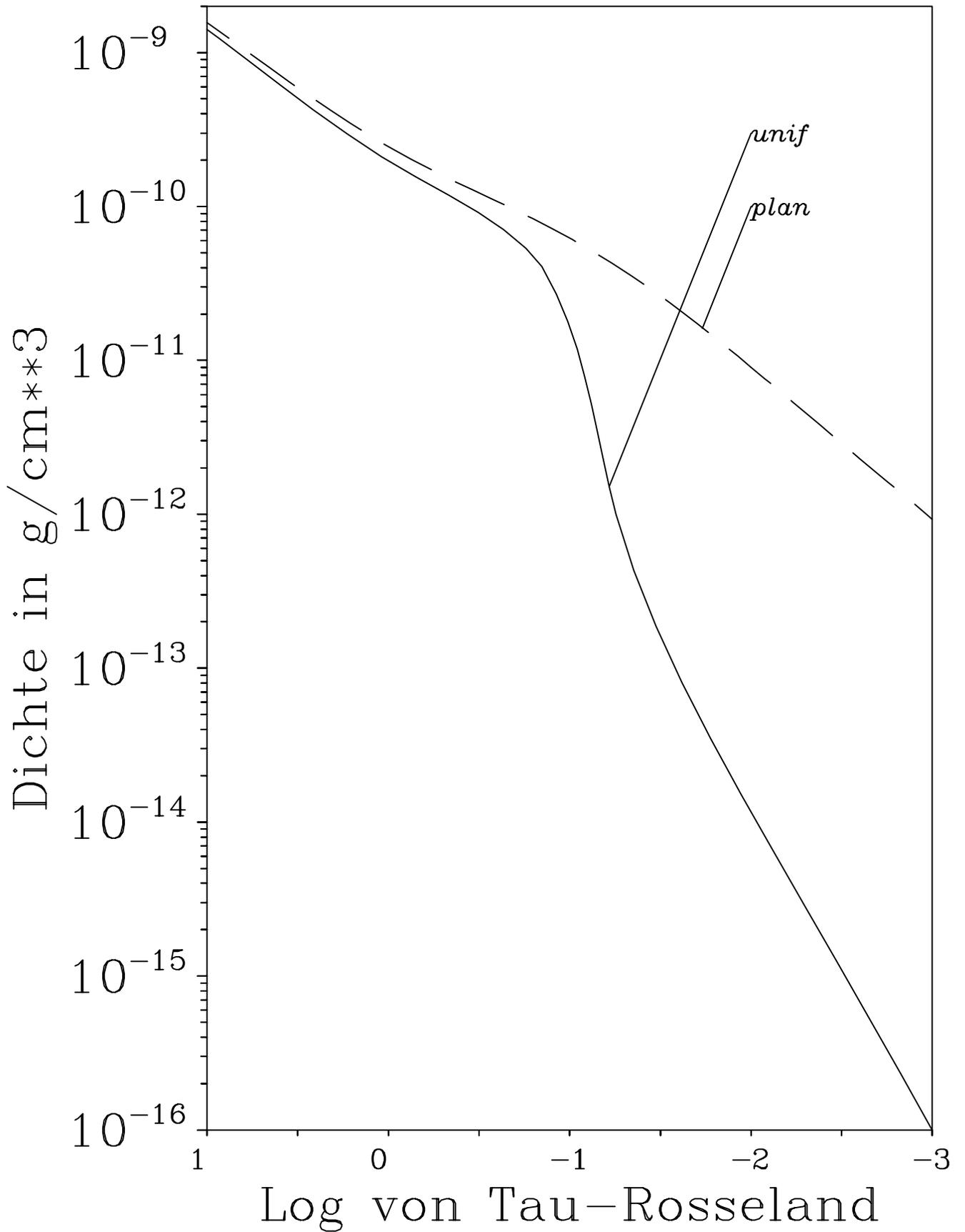
die Beziehung

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \tau} = \left(2 - \frac{\beta}{r-1}\right) \frac{\partial \ln r}{\partial \ln \tau} \quad (5.1)$$

⁴die Albedo-Werte dort stammen aus Abbott und Hummer (1985)

⁵Zur Verwendung von Modell C siehe Seite 60

⁶die Radien r sind im Folgenden in Einheiten von R_*



Mit dem gleichen Geschwindigkeitsfeld und der Annahme reiner THOMSON Opazität für den äußeren Radiusbereich⁷ erhält man für $\partial \ln r / \partial \ln \tau$:

$$\frac{\partial \ln r}{\partial \ln \tau} = 1.083 \frac{[(r-1) - (r-1/r)^\beta r]}{(1-\beta)} \approx 1.083 \quad \text{für } (r \gg 1)$$

Bei typischen Werten für $\beta \sim 0.8$ sieht man für große Radien dann den quadratischen Verlauf von (5.1).

Im inneren Teil wird im grauen Modell die sphärische, hydrostatische Gleichung

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -g_*(1-\Gamma)\rho \frac{1}{r^2}$$

integriert, mit dem Verhältnis Γ von Strahlungs- zu Schwerebeschleunigung⁸. Aus der idealen Gasgleichung $p = \frac{k}{\mu m_p} \rho T$ ergibt sich die Beziehung:

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \tau} = \frac{\partial \ln p}{\partial \ln \tau} - \frac{\partial \ln T}{\partial \ln \tau}$$

Zusammen mit der Temperaturschichtung für den „grauen Fall“: $T^4(\tau) = T_{\text{eff}}^4 \frac{3}{4}(\tau + 2/3)$ resultiert dann für den exponentiellen Verlauf der Dichteschichtung:

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \tau} = - \left[\frac{g_*(1-\Gamma)\mu m_p R_*}{kT} \right] \left(\frac{\tau}{\kappa_{\text{Ross}} R_* r^2} \right) - \frac{\tau/4}{\tau + 2/3} \quad (5.2)$$

Der Term in eckigen Klammern ist bei unseren Modellen in der Größenordnung 10, während sowohl der Term in der runden Klammer⁹ als auch der zweite Subtrahend in der Größenordnung 1 liegen. Wegen der schon bemerkbaren Ausdehnung (Term in runden Klammern von (5.2) $\sim r^{-2}$) selbst in diesen „hydrostatischen“ Schichten, liegt die Dichteschichtung beim Unified-Standardmodell dann unter dem Ergebnis des planparallelen Verfahrens.

Beachtet man ferner die dazugehörige optische Tiefenskala in Abbildung 5.1, so sieht man, daß für das Unified-Standardmodell insgesamt ca. 5 zusätzliche Größenordnungen in der Dichte berücksichtigt werden müssen, bis wirklich alle Frequenzen optisch dünn sind.

I-A Diskussion der Temperaturschichtung

Der Verlauf der Temperaturschichtung ist für jede der Modellzwischenstufen bestimmt durch die dazu gehörigen Nebenbedingungen.

⁷ist in guter Näherung erfüllt

⁸ $g_* = \frac{GM}{R_*^2}$

⁹das ROSSELAND-Mittel κ_{Ross} der Opazität mal dem Radius ergibt ungefähr die optische Tiefe τ

Unified-Standardmodell, Modell A

Im Vergleich der Temperaturen mit dem planparallelen Verfahren (Abbildung 5.2) lassen sich im wesentlichen 3 Bereiche unterscheiden, die durch Werte der optischen Tiefe charakterisiert sind. Das geht einher mit dem dafür verantwortlichen Dichteverlauf:

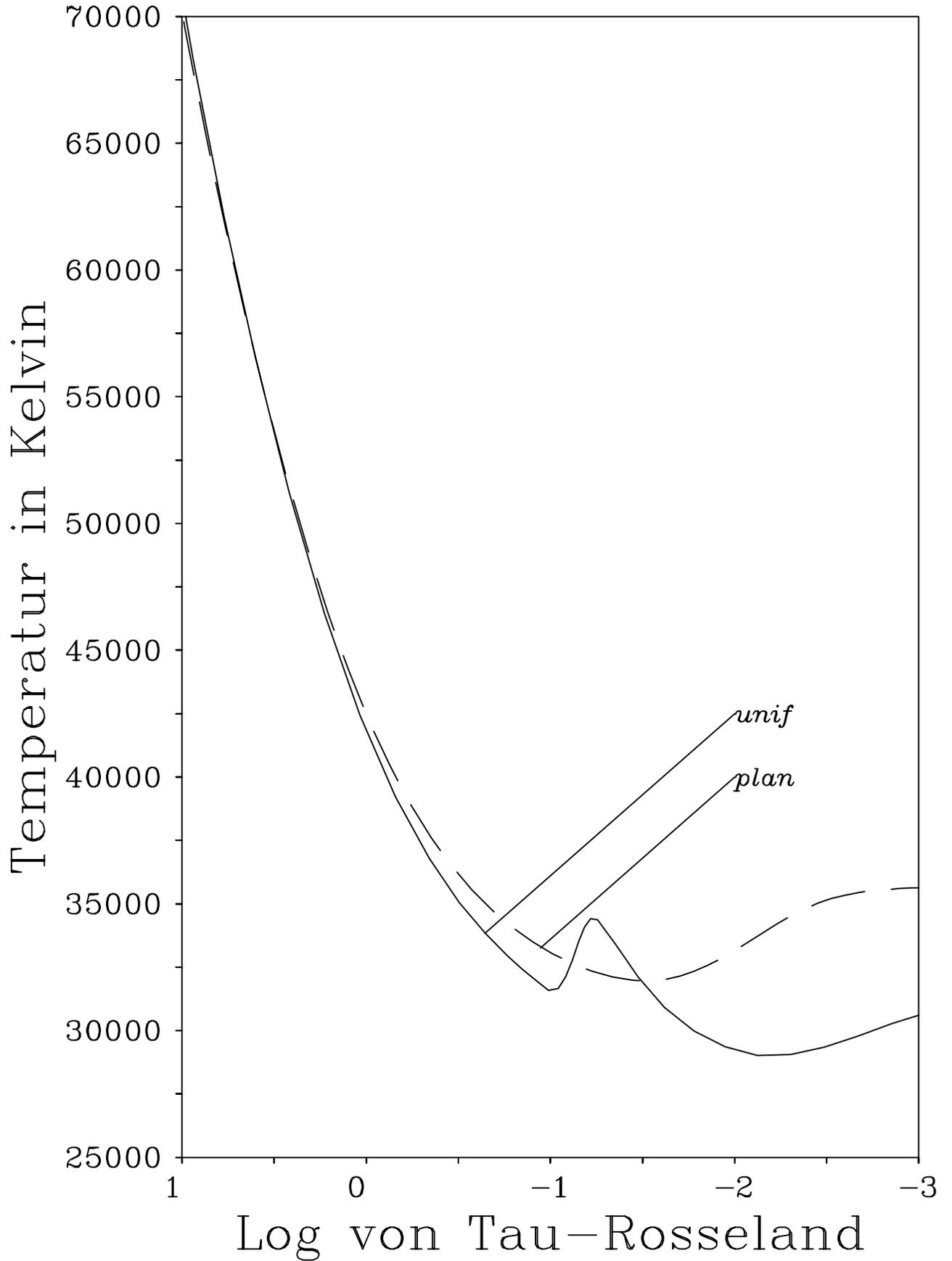
$0 > \log \tau_{Ross} > -1$, *Übergang von hydrostatischer zu hydrodynamischer Schichtung*: Betrachtet man für diesen Abschnitt das dazugehörige frequentielle Entstehungsdiagramm (Abbildung 5.3), so sieht man, daß hier das kontinuierliche Strahlungsfeld zwischen dem optischen und ultravioletten Frequenzbereich optisch dünn wird ($\tau_\nu < 1$). Anders als im planparallelen Fall, ist der für die Temperaturregelung wichtige Wasserstoff-Grundzustand durch den Dichteunterschied in diesem optischen Bereich¹⁰ für das Unified-Standardmodell stärker unterbesetzt als im pp- Standardmodell. Die Temperatur im Unified-Standardmodell liegt wegen der fehlenden Photoionisationsprozesse deshalb unter der pp-Temperatur.

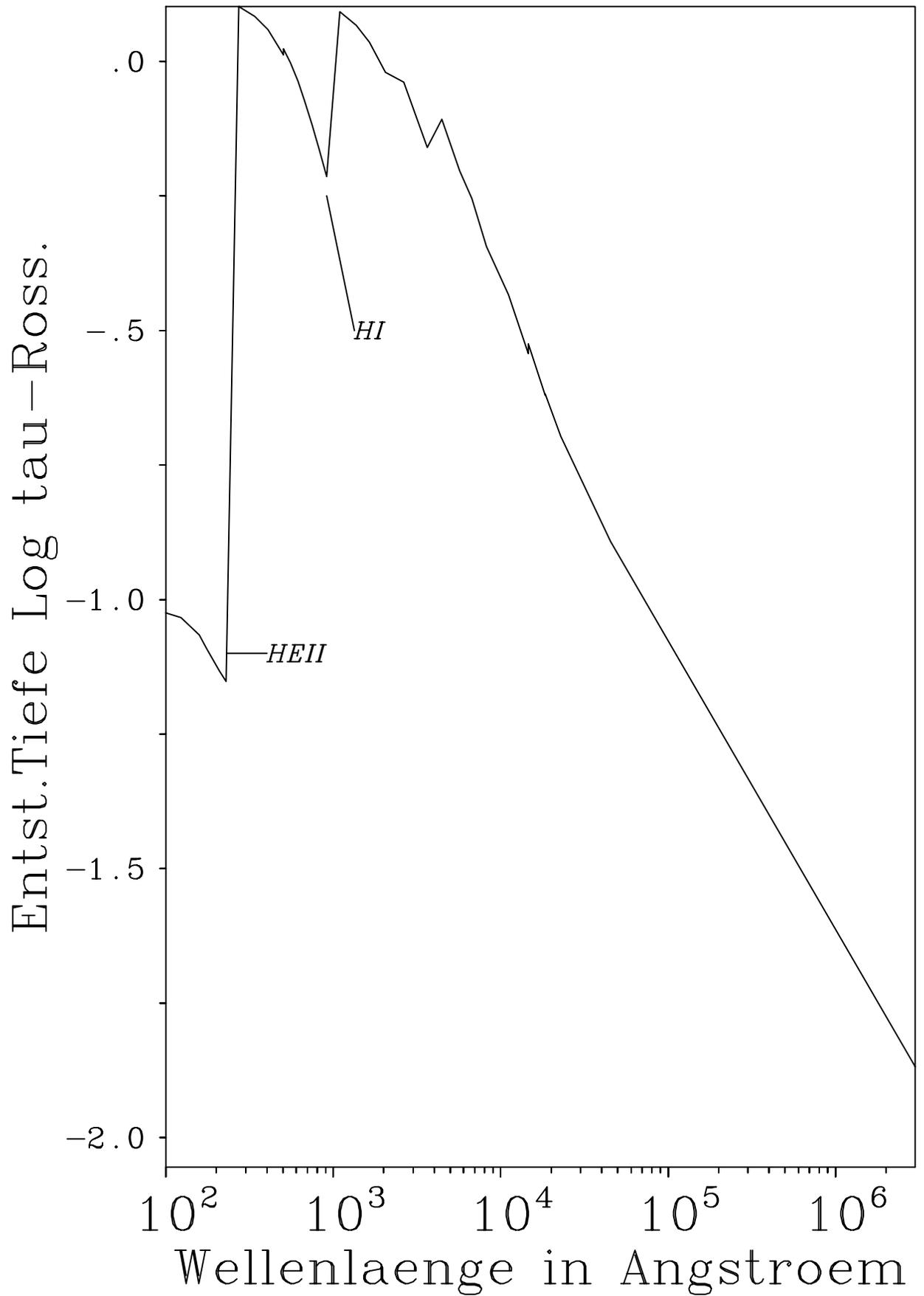
$\log \tau_{Ross} \approx -1$, *sonischer Punkt*: Bedingt durch die reziproke Proportionalität der optischen Linientiefe in SOBOLEV-Theorie zum Geschwindigkeitsgradienten (Geschwindigkeitsfeld siehe Abbildung 2.3), entstehen viele Linien in diesem Gebiet. So kaskadieren die angeregten Niveaus der wichtigsten Wasserstoff-Übergänge zum Grundniveau, bei gleichzeitigem optisch dünn Werden dieser Linien. Die daraus resultierende Überbevölkerung der Grundniveaus (Abbildung 5.4) verstärkt die Anzahl der Photoionisationen und Rekombinationen (die Überschußenergie dieser zueinander inversen Prozesse geht ja in die kinetische Energie der freien Elektronen) und man erhält den typischen Temperaturanstieg. Der ist auch im planparallelen Modell zu vermerken, hier jedoch erst bei viel kleineren optischen Tiefen ($\log \tau_{Ross} \approx -2.5$) gemäß dem viel späteren optisch dünn Werden der Linien in planparalleler Geometrie.

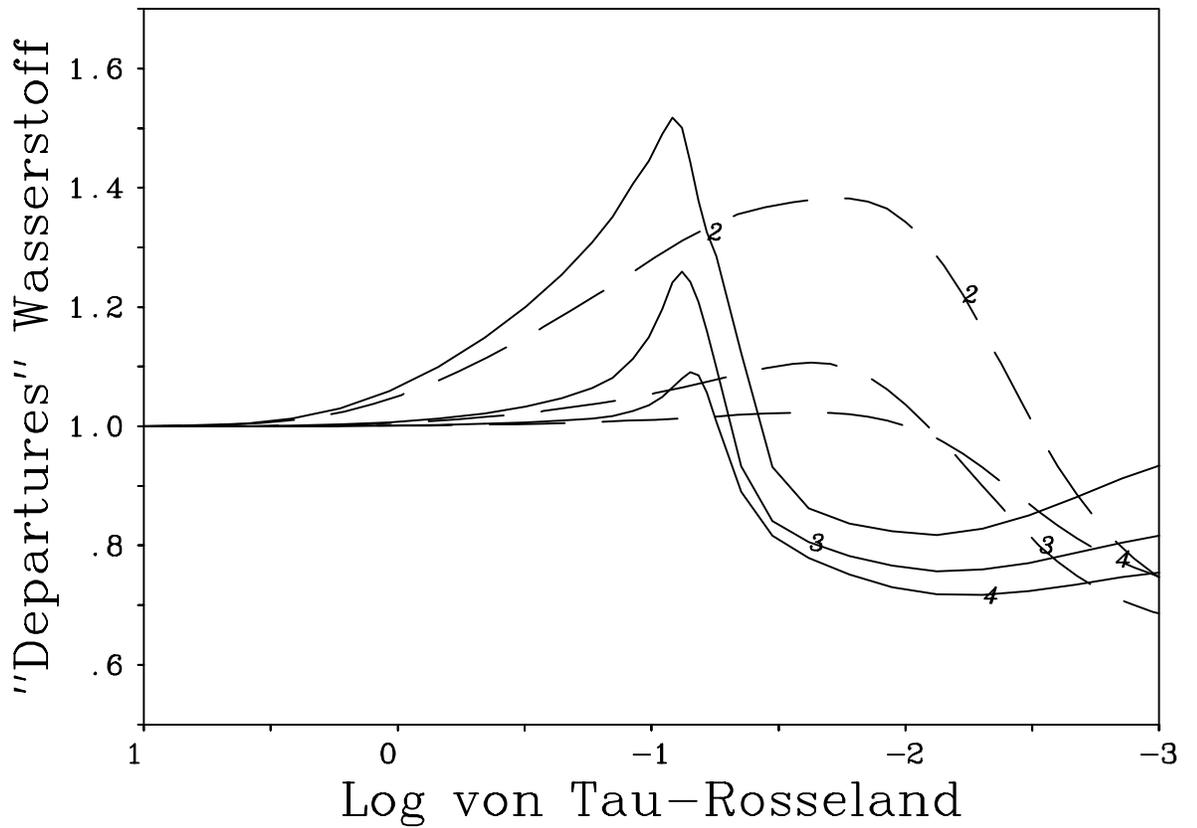
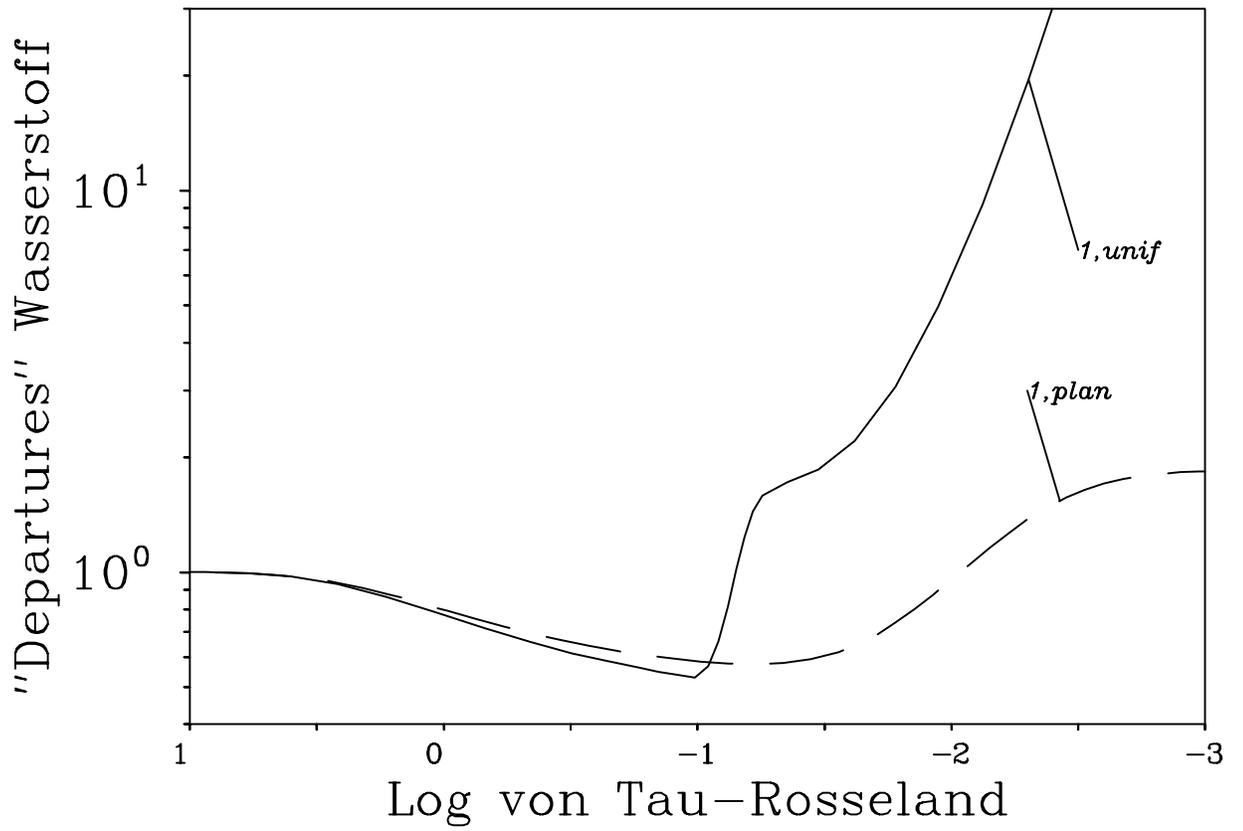
$\log \tau_{Ross} < -1$, *Strahlungsfeldverdünnung*: Die Temperatur fällt durch das optisch dünn werdende He II Grundzustandskontinuum im äußeren Teil ab. Dies geschieht im Unified-Standardmodell, bedingt durch das Geschwindigkeitsfeld, bei viel höheren optischen Tiefen ($\log \tau_{Ross} \approx -1.3$, siehe Diskussion über die Besetzung dieses Niveau auf Seite 92) als im pp-Standardmodell¹¹.

¹⁰siehe oben; siehe zu diesem Effekt auch Mihalas und Hummer (1974), Gruschinske und Kudritzki (1979)

¹¹ $\log \tau_{Ross} < -3.5$, hier nicht eingezeichnet; vergleiche Mihalas (1972), Kudritzki (1979)







Gasexpansion, Modell B

Alternativ zur Bestimmung der Temperatur über die Forderung der Quellenfreiheit des Strahlungsfeldes, untersuchen wir nun den Einfluß der Ausdehnungsarbeit. Die dazu benützte Gasenergiegleichung (3.28) kann nicht durch Integration gelöst werden, da man sonst bei jedem Tiefenschritt der Integration schon immer die Lösung des gesamten Gleichungssystems (4.1) kennen müßte. Stattdessen ersetzen wir in erster Näherung den Wert, sowohl der Temperatur, als auch deren Ableitung nach dem Ort, durch den Wert aus der vorherigen Iteration und lösen iterativ Gleichung (3.28) in algebraischer Form. Das Randwertproblem wird im Inneren der Atmosphäre durch Vorgabe der Temperatur definiert und der Temperaturgradient selbst, um neue Tiefenkopplungen zu vermeiden, in einer Spline-Approximation aus den momentanen Werten der lokalen Temperatur dargestellt. Zur Stabilisierung des Verfahrens wird die Ableitung von (3.28) nach der Temperatur ebenfalls in das Linearisierungsschema eingebunden.

Abbildung 5.5 zeigt den differentiellen Vergleich zwischen einem Modell mit dieser Temperaturbestimmung und einem Unified-Standardmodell. Man erkennt die Auswirkung der Abkühlungsarbeit im Bereich ab $\log \tau_{Ross} < -1.5$. Da die Abweichungen zum Standardmodell beträchtlich sind, zeigt diese Ergebnis die eingeschränkte Gültigkeit der Annahme des Strahlungsgleichgewichtes. In Abbildung 5.6 ist die Temperatur zusätzlich gegen den Radius aufgetragen. Man sieht, daß im äußeren Teil der Atmosphäre die Beziehung

$$\frac{\partial T(r)}{\partial \ln r} = \text{const}$$

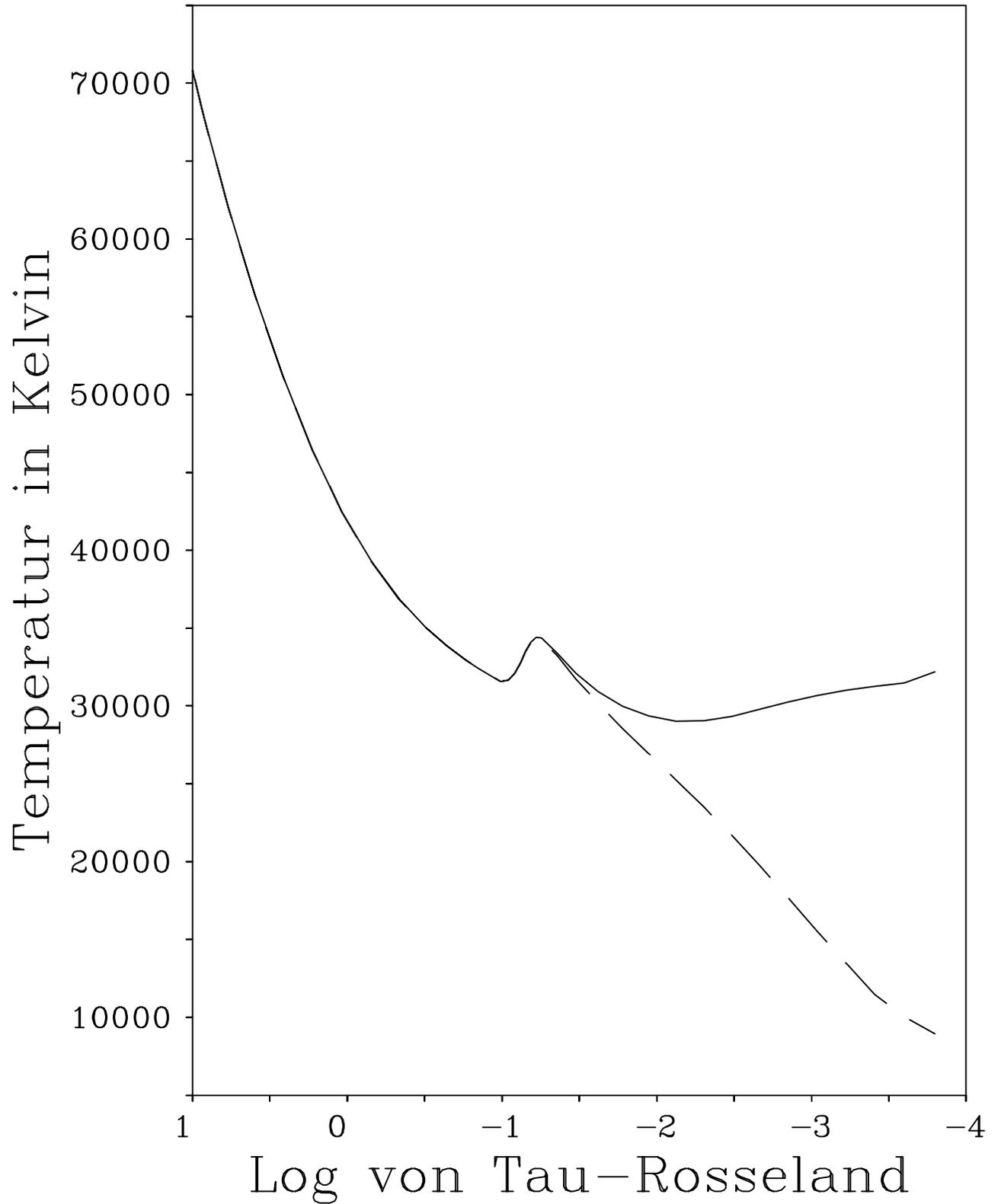
eine gute Näherung für den Temperaturgradienten darstellt. Vernachlässigt man bei der Berechnung der adiabatischen Terme (3.25, 3.27) den Geschwindigkeitsgradienten für große Radien, so erhält man für die Änderung der inneren Energie:

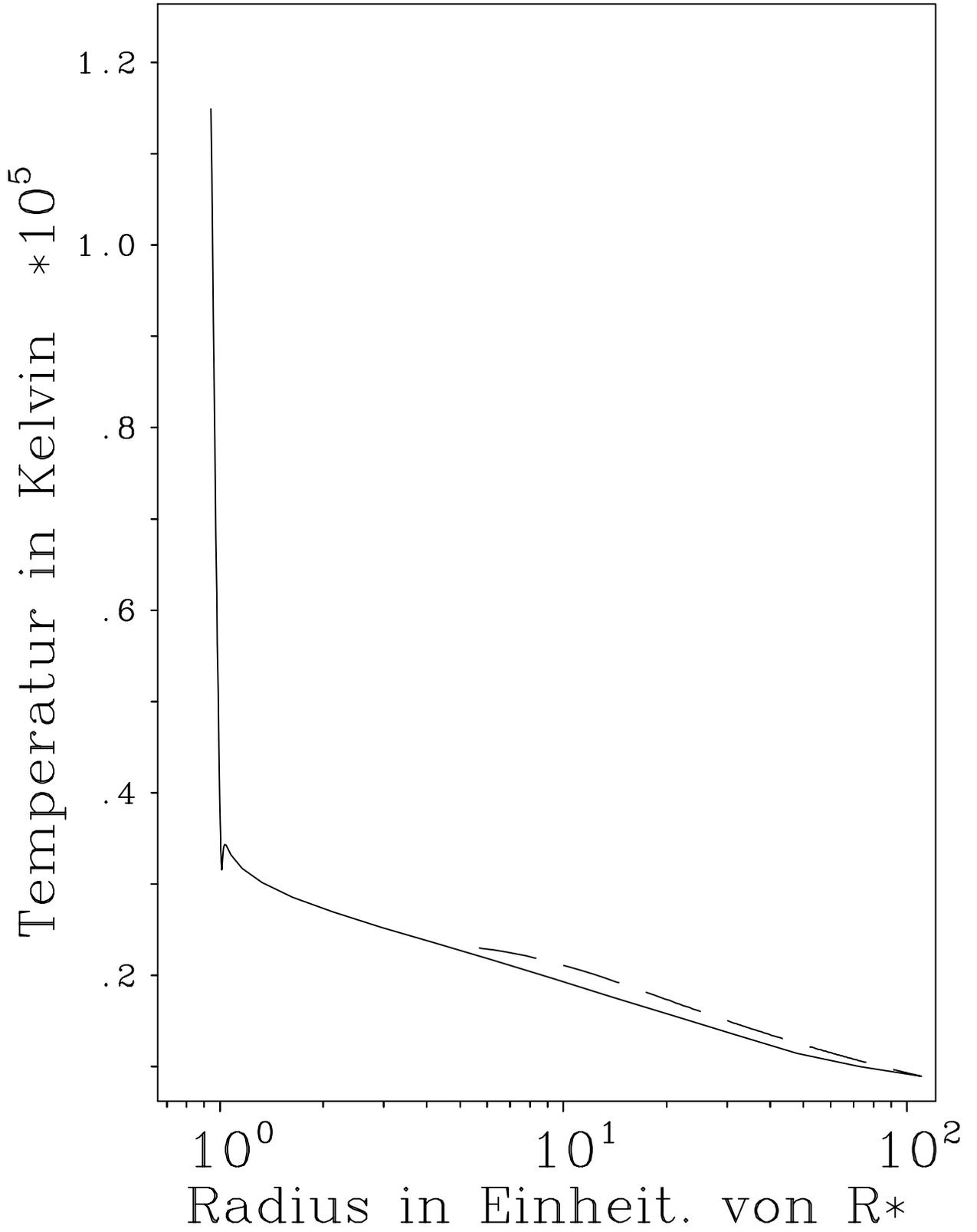
$$\rho \frac{De}{Dt} = \frac{1.238 \dot{M}_{-6} (2 + (1 + I_{He})Y)}{\gamma - 1 (1 + 4Y)r^3} \frac{\partial T(r)}{\partial \ln r} \quad (5.3)$$

Hier bedeuten \dot{M}_{-6} die Massenverlustrate in $10^{-6} M_{\odot}$ pro Jahr, Y die teilchenbezogene Heliumhäufigkeit und I_{He} die Anzahl freier Elektronen pro Heliumatom. Gleichzeitig ergibt sich für den Arbeitsterm:

$$p \vec{\nabla} \vec{v} = 2.475 \frac{\dot{M}_{-6} (2 + (1 + I_{He})Y)}{(1 + 4Y)r^3} T(r) \quad (5.4)$$

Im Verlaufe der Iteration von einem Modell mit konstanter Temperatur (Unified-Standardmodell) im äußeren Radiusbereich zum finalen Modell, wird der Einfluß des Arbeitsterms proportional zur Temperatur kleiner. Gleichzeitig steigt der Beitrag zur inneren Energie aber nur schwach (logarithmisch) an. Diesen Verlauf der Temperatur kann man in etwa verstehen, wenn man beachtet, daß die Beiträge zur Bilanz des





d	Gesamt	Kontinuum	Linien	Gasexp.	Radius
1	$-1.842 * 10^{-13}$	$+3.887 * 10^{-12}$	$-3.351 * 10^{-12}$	$-9.337 * 10^{-13}$	$.1104 * 10^{+03}$
5	$-2.034 * 10^{-14}$	$+1.983 * 10^{-09}$	$-1.799 * 10^{-09}$	$-2.417 * 10^{-10}$	$.2093 * 10^{+02}$
10	$-4.651 * 10^{-09}$	$+3.448 * 10^{-06}$	$-3.305 * 10^{-06}$	$-1.675 * 10^{-07}$	$.2954 * 10^{+01}$
15	$+6.683 * 10^{-06}$	$-2.937 * 10^{-03}$	$+2.972 * 10^{-03}$	$-3.036 * 10^{-05}$	$.1077 * 10^{+01}$
16	$+4.102 * 10^{-05}$	$-1.000 * 10^{-02}$	$+1.012 * 10^{-02}$	$-7.864 * 10^{-05}$	$.1040 * 10^{+01}$
17	$+1.025 * 10^{-04}$	$-1.037 * 10^{-02}$	$+1.060 * 10^{-02}$	$-1.261 * 10^{-04}$	$.1031 * 10^{+01}$
18	$+2.470 * 10^{-04}$	$+3.569 * 10^{-03}$	$-3.123 * 10^{-03}$	$-1.894 * 10^{-04}$	$.1025 * 10^{+01}$
19	$+5.594 * 10^{-04}$	$+3.917 * 10^{-02}$	$-3.832 * 10^{-02}$	$-2.684 * 10^{-04}$	$.1021 * 10^{+01}$
20	$+1.216 * 10^{-03}$	$+9.241 * 10^{-02}$	$-9.081 * 10^{-02}$	$-3.551 * 10^{-04}$	$.1018 * 10^{+01}$
21	$+2.602 * 10^{-03}$	$+0.143 * 10^{+00}$	$-0.140 * 10^{+00}$	$-4.398 * 10^{-04}$	$.1015 * 10^{+01}$
22	$+5.708 * 10^{-03}$	$+0.167 * 10^{+00}$	$-0.161 * 10^{+00}$	$-5.160 * 10^{-04}$	$.1014 * 10^{+01}$
23	$+1.307 * 10^{-02}$	$+0.161 * 10^{+00}$	$-0.147 * 10^{+00}$	$-5.803 * 10^{-04}$	$.1012 * 10^{+01}$
24	$+2.808 * 10^{-02}$	$+0.207 * 10^{+00}$	$-0.179 * 10^{+00}$	$-6.360 * 10^{-04}$	$.1010 * 10^{+01}$
25	$+6.287 * 10^{-02}$	$+0.205 * 10^{+00}$	$-0.141 * 10^{+00}$	$-6.803 * 10^{-04}$	$.1009 * 10^{+01}$

Tabelle 5.2: Beiträge zum Strahlungsgleichgewicht im Unified-Standardmodell A mit Berücksichtigung der Gasexpansion für das finale Modell.

Strahlungsfeldes hier vom He II Grundzustand dominiert werden. Unter Verwendung der Näherungen (A.1)-(A.13)¹² erhalten wir für die rechte Seite von (3.28):

$$\int_0^\infty (\chi_\nu J_\nu - \eta_\nu) d\nu = 2.522 * 10^{20} \frac{(1 + (1 + I_{He} Y) Y) \dot{M}_{-6}}{(1 + 4Y)^2 r^4 (1 - \frac{1}{r})^{(2\beta)} v_\infty^2 T^{(3/2)}(r)} \left[\alpha \frac{T(r)}{T_R} - 1 \right] \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \omega_{\nu_0} \quad (5.5)$$

Die absorbierte Energie des Strahlungsfeldes¹³ $\sim \alpha \frac{T(r)}{T_R}$ verringert sich mit fallender Temperatur solange, bis die Terme auf der linken Seite von (3.28) genau ausgeglichen sind. Eine Integration¹⁴ der Differentialgleichung in diesen Näherungen¹⁵ beschreibt den Verlauf der Temperaturschichtung qualitativ (Abbildung 5.6) richtig.

Die in der Tabelle 5.2 exemplarisch angeführten Werte lassen gleichzeitig erkennen, daß für den Bereich unserer Modellatmosphärenrechnung keine „adiabatische Expansion“ vorliegt.

Metallmodelle, Modell A,B

Für das Unified-Metallmodell gibt es bis dato nur Vergleiche mit „core-halo“ Rechnungen. Die zu diesem Zweck am besten geeigneten Arbeiten stammen von Drew

¹²Anhang A

¹³zur Bedeutung von α siehe Anhang A

¹⁴hier wird ein RUNGE-KUTTA- Algorithmus mit adaptiver Schrittweite verwendet

¹⁵von außen nach innen bis zu ca. 5 Sternradien

(1985) und Drew (1989). In diesen Veröffentlichungen werden Temperaturverläufe im Wind für heiße Sterne mit Hilfe eines modifizierten Rekombinationsansatzes¹⁶ ausgerechnet. Deshalb ist es angebracht, die unterschiedlichen Modellansätze gegenüber zu stellen.

<u>Drew</u>	<u>Unified-Metallmodell</u>
<i>Gültigkeitsbereich:</i>	
Wind	Photosphäre, Übergangsbereich, Wind
<i>Massenverlustrate:</i>	
$\dot{M} = 7.4 * 10^{-8} \left(\frac{L}{10^5 L_{\odot}} \right)^{1.72} M_{\odot} \text{ j r}^{-1}$ aus Barlow (1986). $v_{\infty} \approx 3, \quad v_{\text{esc}} = 3 \sqrt{\frac{2GM}{R_*(1-\Gamma)}}$	\dot{M}, v_{∞} wird selbstkonsistent aus der PPK-Theorie ermittelt; (Werte siehe Tabelle 5.1)
<i>Geschwindigkeitsfeld:</i>	
$v(r) = v_R + (v_{\infty} - v_R) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^{\beta}$ $v_R = 10 \text{ km/s}, \beta = 1$ $\rho(r) = \dot{M} / (v(r) r^2 4\pi)$	$v(r)$ selbstkonsistent aus PPK-Theorie
<i>Strahlungsfeld:</i>	
Vorgegebene Flüsse des pp-Standardmodells werden geometrisch verdünnt mit fester Unterteilung zwischen $\lambda < 228\text{\AA}$ und $\lambda > 228\text{\AA}$ angewendet. $\lambda > 228\text{\AA}$: $J_{\nu} = W(r) J_{\nu}(\text{eingestrahlt}).$ $W(r)$: Verdünnungsfaktor. $\lambda < 228\text{\AA}$ $J_{\nu} = \frac{B_{\nu}(T_e)}{b_1^{H\epsilon+}}$	korrekter Strahlungstransport in sphärischer Symmetrie für alle Kontinuumsfrequenzen.
modifizierte EDDINGTON-BARBIER Relation.	

¹⁶Ferland und Truran (1981)

*Elementbehandlung:**Wasserstoff, Helium*

vollständige statistische Gleichungen mit den Kontinuumsraten aus obiger Form des Strahlungsfeldes. Die gebunden- gebunden Raten sind in SOBOLEV-Form.

Metalle

Für C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe werden nur die Grundzustände + 31 ausgewählte Linienübergänge (bei Annahme eines Rekombinationsmodelles) behandelt.

Wasserstoff, Helium

vollständige statistische Gleichungen mit dem Strahlungsfeld für die Kontinuumsraten aus dem Strahlungstransport. Die gebunden-gebunden Raten sind in SOBOLEV-Form.

Metalle

Alle Elemente von H bis Zn in vollständiger statistischer Beschreibung mit kompletter Linienliste (Abbott (1982)), sowohl der Grundniveaus, als auch der angeregten Levels.

Temperaturschichtung:

Gasexpansion und vollständiges Strahlungsgleichgewicht für Wasserstoff und Helium; Rekombinationsbeiträge der 31 Metalllinien.

Gasexpansion und vollständiges Strahlungsgleichgewicht für alle Elemente, alle Linienübergänge und Kontinuumsbeiträge

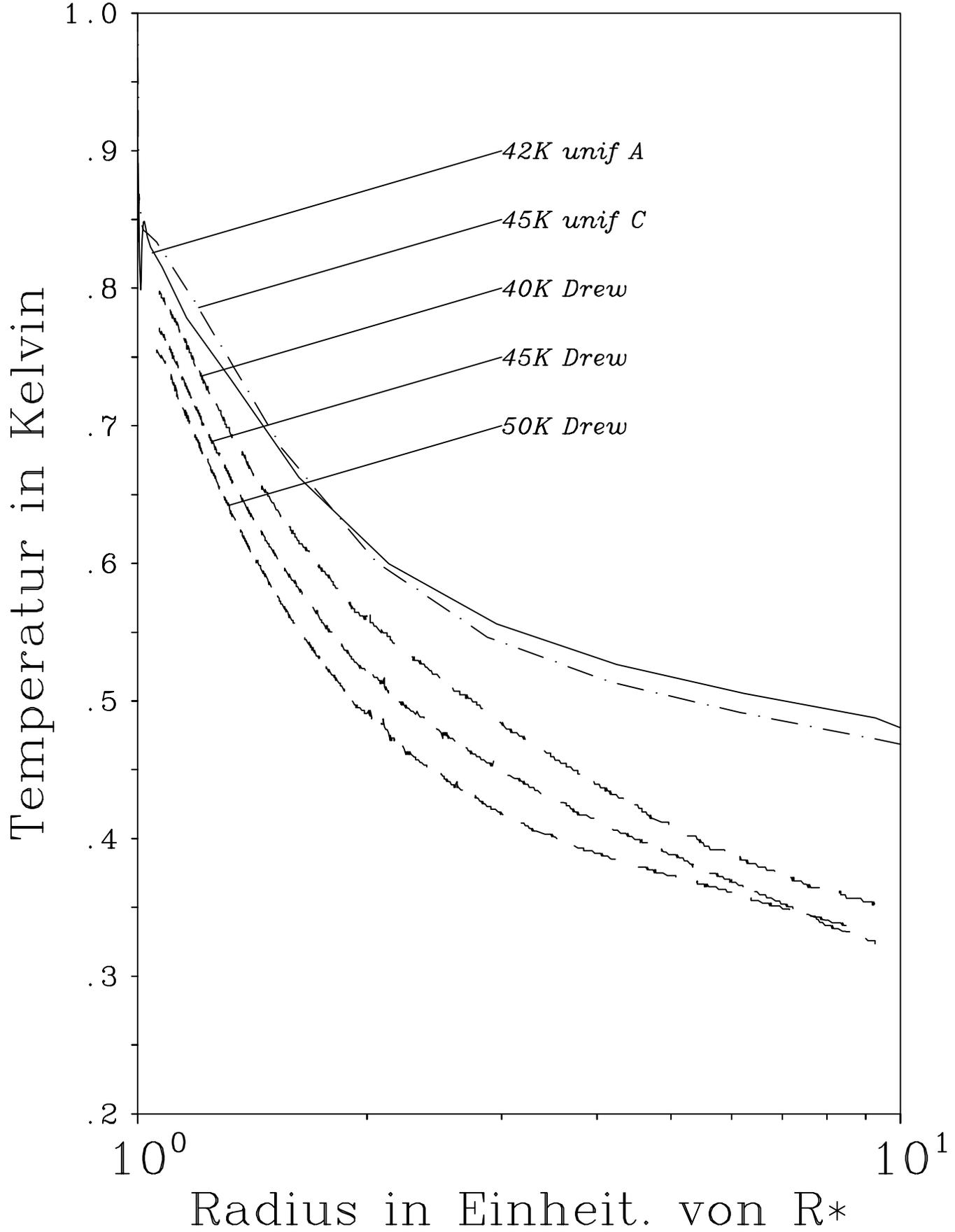
Die Vergleichsmodelle sind der Arbeit von Drew (1989) entnommen und in ihren wesentlichen Merkmalen in Tabelle 5.3 zusammengestellt. Diese repräsentativen Modelle umfassen in ihrer Spektralklassifikation und Leuchtkraftklasse den Bereich, in den auch unsere ζ -Puppis Modelle A,B einzuordnen sind; exakt gleiche Parameter wie das O4 I Modell von Drew (1989) besitzt unser Modell¹⁷ C.

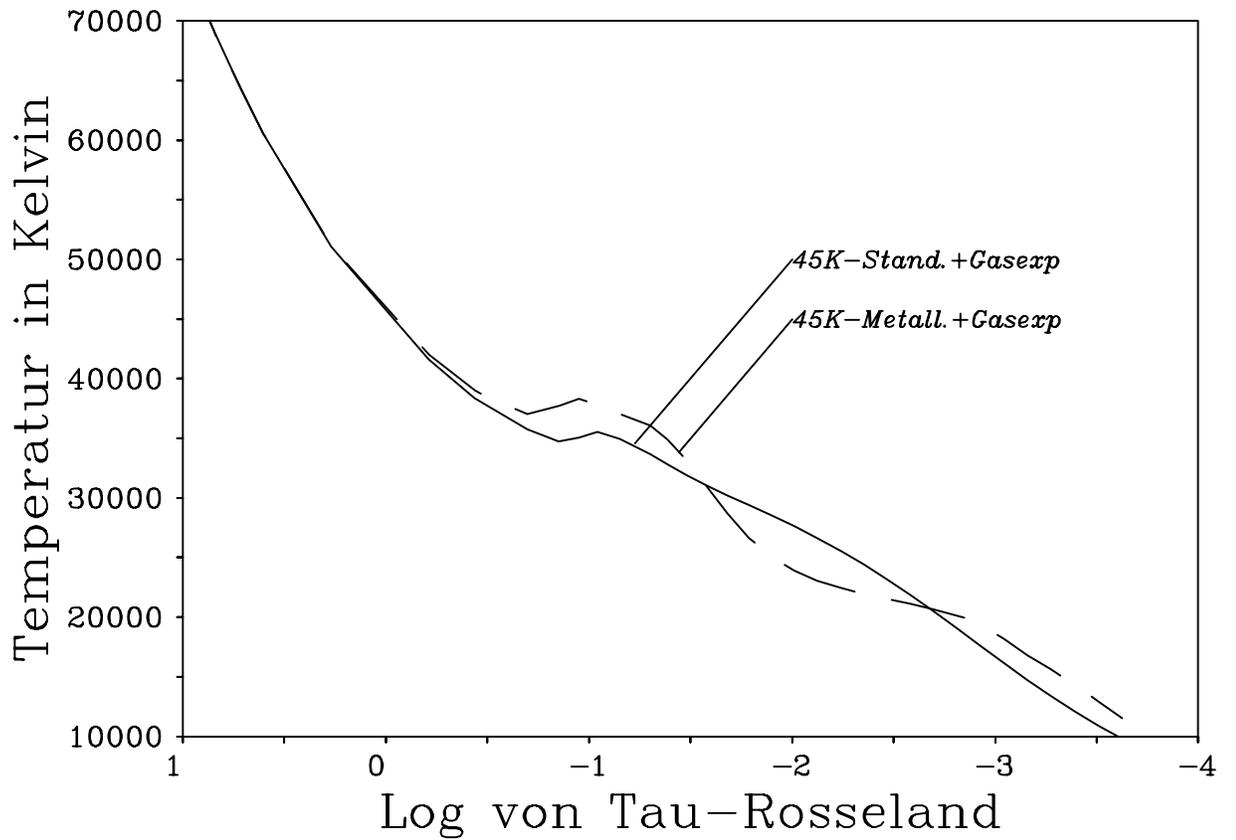
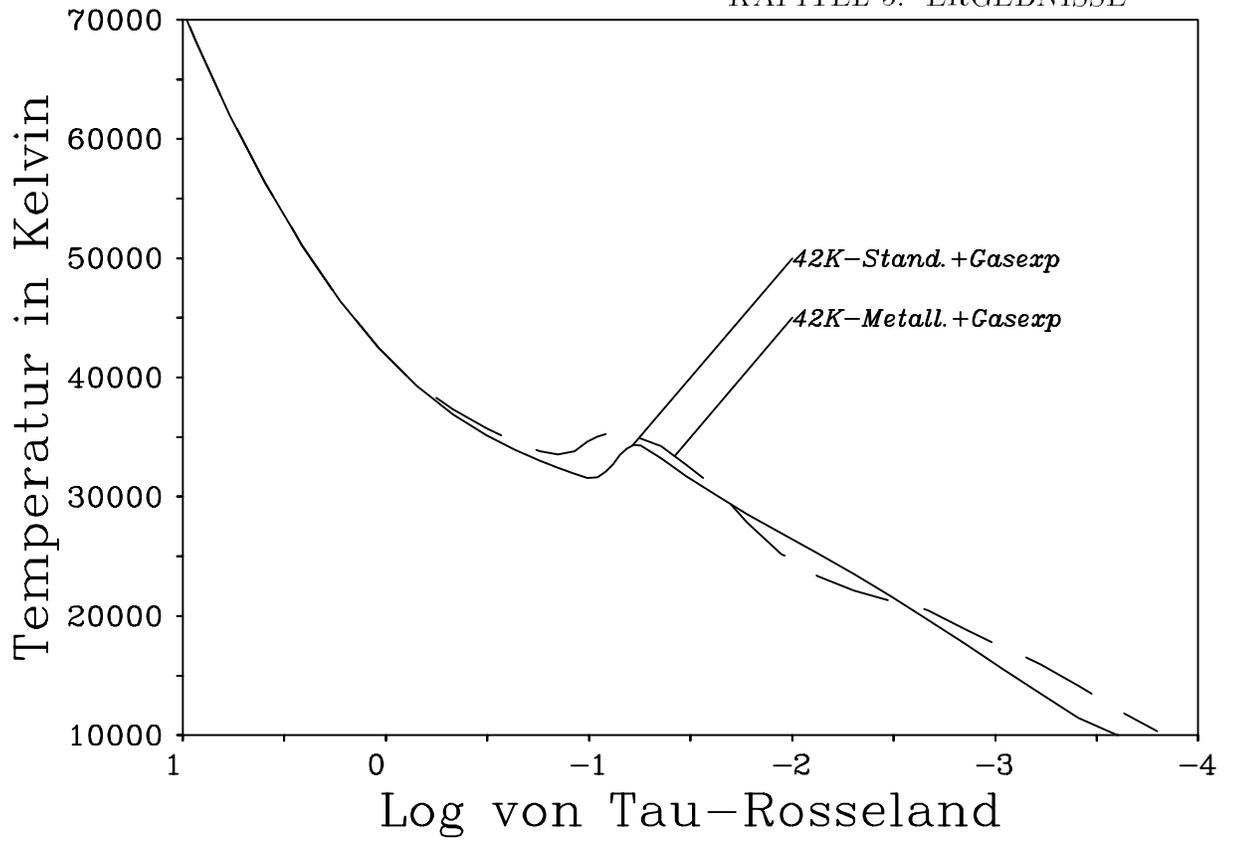
Abbildung 5.7 zeigt den Temperaturverlauf der 3 Modelle aus Tabelle 5.3 zusammen mit unseren Modellen A, C über dem Gebiet von 1 bis 10 Sternradien. Die lokalen Temperaturwerte wurden auf die modelleigene Effektivtemperatur geeicht. Gerade in den für die Linienentstehung der wichtigsten Wasserstoff- und Heliumlinien bedeutenden Schichten (und damit für die Spektralanalyse), zwischen 1 und 3 Sternradien, unterscheiden sich die Modelle erheblich. Um dies zu ergründen, betrachten wir den Temperaturverlauf des Modells A über der optischen Tiefenskala (Abbildung 5.8).

$0 > \log \tau_{Ross} > -.50$: Gleichartiger Temperaturverlauf des Unified-Metallmodells und Unified-Standardmodells.

$\log \tau_{Ross} \approx -1$: Das lokale Temperaturmaximum wird durch den Einschluß der Metallopatitäten erheblich verstärkt. Ein Blick auf eine, an repräsentativen Punkten der Atmosphäre ausgewertete Tabelle (B.1, Anhang B) der

¹⁷siehe Tabelle 5.1





Spektralkl.	T_{eff}	L/L_{\odot}	R/R_{\odot}	$\log g$	$\dot{M}(M_{\odot}\text{Jahr})$	v_{∞} km/s
O5 I	40000 K	$1.2 * 10^6$	23.0	3.5	$5.5 * 10^{-6}$	2300.0
O4 I	45000 K	$1.3 * 10^6$	19.0	4.0	$6.0 * 10^{-6}$	2900.0
O3 I	50000 K	$2.0 * 10^6$	19.0	4.0	$1.2 * 10^{-6}$	2400.0

Tabelle 5.3: „Supergiant“-Modelle aus Drew (1989).

Kontinuabeiträge zum Strahlungsgleichgewicht zeigt, daß für Photoionisation und Rekombination die „Metall-Kanten“ keinen wesentlichen Beitrag liefern.

Eine Gegenüberstellung der anteiligen Heiz- und Kühlraten bei Modell A macht jedoch, im Gegensatz zum Unified-Standardmodell, den gewachsenen Einfluß der Metall-Linien deutlich. Abbildung 5.9 zeigt, daß genau bei $\log \tau_{\text{Ross}} = -.75$ die Linienanteile in dieselbe Größenordnung wie das Kontinuum kommen. Um dies zu verstehen, betrachten wir den Nettokühlbeitrag einer Linie wie er sich ergibt, wenn man aus Gleichung (3.22) den 2-ten Term für einen Übergang isoliert und den linearen Ansatz für die Quellfunktion $S_{lu} = (1 - \epsilon)\bar{J} + \epsilon B_{lu}$, sowie den SOBOLEV-Ansatz (3.14) für die mittlere Linienintensität verwendet. Durch Ausklammern der Stoßrate $n_l C_{lu}$ erhält man:

$$\Lambda_{ul} = E_{ul} n_l C_{ul} \left[1 - \frac{n_u g_l}{n_l g_u} \right] \left[\frac{(1 - \epsilon)\beta}{(1 - \epsilon)\beta + \epsilon} \right] \left[1 - \frac{\beta_c I_c}{\beta B_{lu}} \right] \quad (5.6)$$

mit $E_{ul} = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi}$ ¹⁸. Λ_{ul} ist der gesuchte Energiebeitrag; für negative Werte heizt die Linie. Dies kann aber, mit Ausnahme von Laser-Effekten¹⁹, nur durch den Wert des 3-ten Terms in eckigen Klammern von (5.6) erreicht werden. Mit Hilfe eines β - Geschwindigkeitsfeldes läßt sich wiederum zeigen, daß in guter Näherung²⁰ $\beta_c \approx \beta W(r)/r$ gilt²¹. Für das Verhältnis von I_c/B_{lu} ergibt sich:

$$\frac{I_c}{B_{lu}} = \exp\left(\frac{h\nu_{ul}}{kT(r)T_R}(T_R - T(r))\right) \quad (5.7)$$

Nahe der Photosphäre²² ist das Verhältnis von $W(r)/r$ nicht kleiner als 0.1. Linien mit genügend hohem $h\nu_{ul}/k$ lassen hier den 3-ten Term in eckigen

¹⁸siehe auch Drew (1989)

¹⁹der 1-te Term in eckigen Klammern der Gleichung (5.6) korrigiert für stimulierte Emission

²⁰innen ($v/v_{\infty} < 0.15$) exakt, außen bis auf einen Faktor 2

²¹mit dem „dilution“-Faktor $W(r)$

²²bis zu 1.5 Sternradien

Klammern von (5.6) negativ werden²³, wenn sie gleichzeitig durch ein Strahlungsfeld stimuliert sind, das in seiner Strahlungstemperatur größer als die lokale Elektronentemperatur ist. Für größere Radien konkurriert die zunehmende Verdünnung $W(r)/r$ mit dem tatsächlichen Verlauf der Elektronentemperatur im Exponentialfaktor von (5.7). Desweiteren haben Linien mit hohem Streuanteil²⁴ (Resonanzlinien) in dieser Betrachtung auch den größeren Energieanteil (Faktor 1) gegenüber einem verschwindenden Beitrag bei „thermischen“ Linien ($\epsilon \approx 1$). Eine starke Besetzung des Grundzustandes verstärkt diesen Effekt.

Bei konstanter Temperatur des Ausgangsmodells²⁵ kühlen wegen $W(r)/r$ im äußeren Teil zunächst alle Linien. Bei abgesenkter Temperatur stellt der stark anwachsende Exponentialfaktor schließlich einen Gleichgewichtszustand ein.

Tabelle 5.4 entnimmt man die jeweils 5 wichtigsten „Kühler“ und „Heizer“. Die CNO Linien der Ionisationsstufen III und IV sowie SVI Linien bestreiten neben den Wasserstoff- und Heliumlinien die führenden Anteile. Die Wellenlängenmarkierung unterscheidet Linien hoher Strahlungstemperatur („+“-Zeichen für Heizwirkung in Tabelle 5.4), die alle höhere Wellenlängen als die He II-Grundzustandskante besitzen und einen Nettoheizeffekt bewirken, von Linien, die zum kurzwelligerem, optisch dicken He II-Kontinuum gehören („-“-Zeichen für Kühlwirkung).

Bis zu $\log \tau_{Ross} \approx -1$ überwiegen für das Kontinuum die Wasserstoff-Lyman Anteile (siehe Tabelle B.1). Zwischen $-1. > \log \tau_{Ross} > -1.5$ wechselt die Rolle des führenden Kontinuum-Terms im Strahlungsgleichgewicht zum stärker werdenden He II LYMAN-Kontinuum²⁶, weil die optische Dicke dieser Frequenzen das Strahlungsfeld an die lokale Quellfunktion ankoppelt. Das vergleichbare Wasserstoff LYMAN-Kontinuum ist hier bereits optisch dünn und damit auch geometrisch verdünnt.

$\log \tau_{Ross} \approx -1.5$: Für kleinere optische Tiefen als $\log \tau_{Ross} \approx -1.5$ konkurrieren Linienanteile²⁷ und Kontinua²⁸ in gleicher Größenordnung. Linien und Gasexpansion sind dabei für die starke Kühlung zuständig²⁹.

²³d.h. die Linie heizt

²⁴kleinem ϵ

²⁵wir starten von einem Unified-Standardmodell

²⁶siehe auch Tabelle B.1

²⁷CNO IV, SVI als stärkste Vertreter, deren Wichtigkeit liegt aber nur im % Bereich

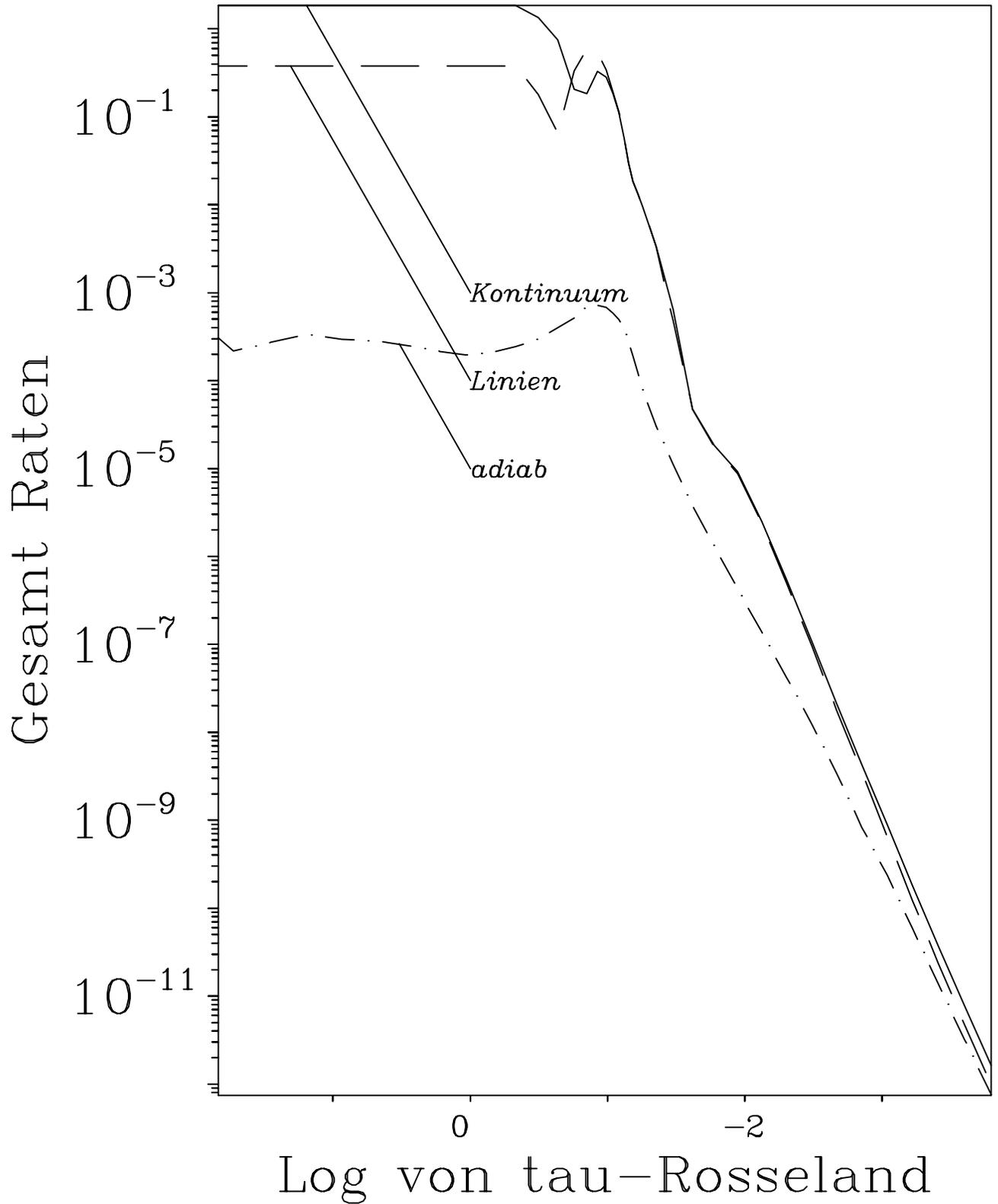
²⁸ab hier nur noch He II

²⁹siehe Abbildung 5.9

$\log \tau_{\text{Ross}} =$	-3.168		$r =$	31.6434	
	Ion	Übergang		Anteil	Wellenl.
-.7590E-08	N(IV)	1 \triangleright 9	(-)	1.156%	247.21
-.5679E-08	S(VI)	1 \triangleright 8	(-)	.865%	248.99
-.4490E-08	S(VI)	1 \triangleright 7	(-)	.684%	249.27
.3903E-08	N(IV)	5 \triangleright 9	(+)	.594%	463.74
-.2844E-08	C(IV)	1 \triangleright 7	(-)	.433%	244.91
.2458E-08	N(IV)	1 \triangleright 3	(+)	.374%	765.15
.1749E-08	S(VI)	5 \triangleright 8	(+)	.266%	648.64
.1610E-08	S(VI)	1 \triangleright 3	(+)	.245%	933.38
.1592E-08	S(VI)	3 \triangleright 5	(+)	.242%	712.68
.1536E-08	S(VI)	4 \triangleright 7	(+)	.234%	650.43
$\log \tau_{\text{Ross}} =$	-2.476		$r =$	6.2310	
	Ion	Übergang		Anteil	Wellenl.
-.7322E-05	N(IV)	1 \triangleright 9	(-)	.961%	247.21
-.5186E-05	S(VI)	1 \triangleright 8	(-)	.681%	248.99
-.4314E-05	S(VI)	1 \triangleright 7	(-)	.566%	249.27
-.3773E-05	N(IV)	5 \triangleright 9	(+)	.495%	463.74
-.3363E-05	O(IV)	1 \triangleright 11	(-)	.442%	238.50
-.2391E-05	C(IV)	1 \triangleright 7	(-)	.314%	244.91
.2373E-05	N(IV)	1 \triangleright 3	(+)	.311%	765.15
.1597E-05	S(VI)	5 \triangleright 8	(+)	.210%	648.64
.1483E-05	S(VI)	1 \triangleright 3	(+)	.195%	933.38
.1476E-05	S(VI)	4 \triangleright 7	(+)	.194%	650.43
$\log \tau_{\text{Ross}} =$	-1.619		$r =$	1.3257	
	Ion	Übergang		Anteil	Wellenl.
-.4461E-02	S(VI)	1 \triangleright 8	(-)	.376%	248.99
-.4185E-02	S(VI)	1 \triangleright 7	(-)	.353%	249.27
-.3725E-02	N(IV)	1 \triangleright 9	(-)	.314%	247.21
-.2058E-02	O(IV)	1 \triangleright 11	(-)	.173%	238.50
.1936E-02	N(IV)	5 \triangleright 9	(+)	.163%	463.74
.1694E-02	Ne(IV)	2 \triangleright 10	(+)	.143%	223.35
.1635E-02	S(VI)	1 \triangleright 3	(+)	.138%	933.38
-.1614E-02	Ne(IV)	3 \triangleright 10	(-)	.136%	234.44
.1470E-02	S(VI)	4 \triangleright 7	(+)	.124%	650.43
.1466E-02	S(VI)	5 \triangleright 8	(+)	.124%	648.64
$\log \tau_{\text{Ross}} =$	-1.353		$r =$	1.0766	
	Ion	Übergang		Anteil	Wellenl.
-.1013E-01	S(VI)	1 \triangleright 8	(-)	.251%	248.99
-.1005E-01	S(VI)	1 \triangleright 7	(-)	.249%	249.27
-.9117E-02	N(IV)	1 \triangleright 9	(-)	.226%	247.21
-.7759E-02	O(IV)	1 \triangleright 11	(-)	.192%	238.50
-.6816E-02	C(IV)	1 \triangleright 7	(-)	.169%	244.91
.6568E-02	C(IV)	2 \triangleright 3	(+)	.162%	419.65
.5964E-02	O(IV)	2 \triangleright 12	(+)	.148%	272.15
.5415E-02	O(IV)	3 \triangleright 10	(+)	.134%	379.83
.5300E-02	S(VI)	5 \triangleright 8	(+)	.131%	648.64
.5055E-02	N(V)	1 \triangleright 2	(+)	.125%	1240.15

$\log \tau_{\text{Ross}} =$	Ion	Übergang	$r =$	Anteil	Wellenl.
-1.185					
.4023E-01	C(IV)	2 \triangleright 3	(+)	.418%	419.65
.2497E-01	N(V)	1 \triangleright 2	(+)	.259%	1240.15
.1682E-01	O(IV)	4 \triangleright 10	(+)	.175%	442.77
.1570E-01	N(IV)	5 \triangleright 9	(+)	.163%	463.74
.1544E-01	S(VI)	5 \triangleright 8	(+)	.160%	648.64
-.1458E-01	S(VI)	3 \triangleright 10	(-)	.151%	290.13
.1454E-01	C(IV)	1 \triangleright 2	(+)	.151%	1549.05
.1391E-01	S(VI)	3 \triangleright 5	(+)	.144%	712.68
.1371E-01	S(VI)	4 \triangleright 7	(+)	.142%	650.43
-.1338E-01	S(VI)	1 \triangleright 8	(-)	.139%	248.99
$\log \tau_{\text{Ross}} =$	-1.083		$r =$	1.0154	
Ion	Übergang	Anteil	Wellenl.		
.3649E-01	C(IV)	2 \triangleright 3	(+)	.312%	419.65
.3453E-01	N(IV)	5 \triangleright 9	(+)	.296%	463.74
.2490E-01	O(IV)	7 \triangleright 14	(+)	.213%	471.39
.2473E-01	O(IV)	4 \triangleright 10	(+)	.212%	442.77
.1851E-01	N(V)	1 \triangleright 2	(+)	.158%	1240.15
.1845E-01	Fe(VI)	8 \triangleright 17	(+)	.158%	369.02
.1820E-01	S(VI)	5 \triangleright 8	(+)	.156%	648.64
.1764E-01	S(VI)	4 \triangleright 7	(+)	.151%	650.43
.1699E-01	C(IV)	1 \triangleright 2	(+)	.145%	1549.05
.1617E-01	H(I)	1 \triangleright 2	(+)	.138%	1215.67
$\log \tau_{\text{Ross}} =$	-.927		$r =$	1.0104	
Ion	Übergang	Anteil	Wellenl.		
.2486E-01	N(IV)	6 \triangleright 9	(+)	.309%	591.18
.2213E-01	O(IV)	7 \triangleright 14	(+)	.275%	471.39
.1716E-01	N(III)	2 \triangleright 12	(+)	.213%	434.10
.1629E-01	N(IV)	6 \triangleright 10	(+)	.202%	586.04
.1332E-01	N(III)	1 \triangleright 5	(+)	.165%	685.71
.1208E-01	S(VI)	5 \triangleright 8	(+)	.150%	648.64
.1132E-01	H(I)	1 \triangleright 2	(+)	.141%	1215.67
.1120E-01	S(VI)	4 \triangleright 7	(+)	.139%	650.43
.9888E-02	He(II)	2 \triangleright 5	(+)	.123%	1641.14
.9816E-02	He(II)	3 \triangleright 6	(+)	.122%	1641.15
$\log \tau_{\text{Ross}} =$	-.758		$r =$	1.0077	
Ion	Übergang	Anteil	Wellenl.		
.3322E-01	N(III)	2 \triangleright 12	(+)	.763%	434.10
.2088E-01	C(III)	2 \triangleright 7	(+)	.480%	538.23
.1908E-01	C(III)	2 \triangleright 11	(+)	.438%	459.57
.1398E-01	N(III)	5 \triangleright 10	(+)	.321%	1002.61
.1251E-01	N(III)	3 \triangleright 7	(+)	.287%	979.89
.1228E-01	O(IV)	7 \triangleright 14	(+)	.282%	471.39
.1145E-01	C(III)	4 \triangleright 13	(+)	.263%	585.46
.1043E-01	N(III)	1 \triangleright 5	(+)	.240%	685.71
.1004E-01	N(III)	2 \triangleright 25	(+)	.231%	362.91
.8971E-02	C(IV)	5 \triangleright 9	(+)	.206%	1168.93

Tabelle 5.4: Beteiligung der 10 stärksten Linien am Strahlungsgleichgewicht für Modell A. Die Beiträge sind an den gleichen Tiefenpunkten ausgewertet wie das Kontinuum in Tabelle B.1.



Modell	T_{el}/T_{eff} bei $0.2v_{\infty}$	T_{el}/T_{eff} bei $0.5v_{\infty}$
A	.77	.61
B	.66	.51
C	.82	.68
D	.67	.24
E	.77	.54

Tabelle 5.5: Elektronentemperaturen in Einheiten der Effektivtemperatur für spezielle Geschwindigkeitswerte.

Während in der Arbeit von Drew (1989) einzelne Linien³⁰ (CIV $\lambda 1549 \text{ \AA}$ für $T_{eff} \leq 35000 K$, NV $\lambda 1240 \text{ \AA}$ für $T_{eff} \geq 40000 K$) einen erheblichen Anteil der Linienkühlung tragen, zeigt unsere Rechnung (Tabelle 5.4 an einigen ausgewählten Punkten), daß die stärksten 10 Linien (von ca. 10000) maximal einen 1% Beitrag leisten können. **Die Einbeziehung aller Linien ist also für die korrekte Ermittlung der Kühl- bzw. Heizraten und für die höhere Temperatur im Vergleich zur Arbeit von Drew (1989) wesentlich.**

Verbotene Linien sind in unseren Modellen im Gegensatz zur Arbeit von Drew (1989) nicht die stärksten Kühler. Die in Drew (1989) zitierten 7 Linien mit dem stärksten Kühlbeitrag³¹ haben keinen systematisch verstärkten Beitrag in Tabelle 5.4.

Für größere Radien ($r > 2$) wird in Drew (1989) (dort Fig. 15) die prozentuale (bis zu 30%) Beteiligung der „adiabatischen Expansion“ an der Gesamt- Kühlrate dargestellt. Vergleicht man die Aufschlüsselung der Heiz- bzw. Kühlraten unseres Modells A in Abbildung 5.10, mit der entsprechenden Fig. 15 aus Drew (1989), so überwiegen die Linienbeiträge für das Unified-Metallmodell bei weitem alle anderen Raten. In der Gesamtbilanz hingegen hat die Gasexpansionsrate schon merklichen Einfluß.

Eine Umkehrung dieses Verhalten ist erst bei sehr viel größeren Radien zu erwarten, da die Gasexpansion proportional zu r^{-3} verläuft³² und alle anderen Raten proportional³³ zu r^{-4} .

Überträgt man nun die $T - \tau_{Ross}$ Beziehung (Abbildung 5.8) in das $T - \text{Radius}$ Diagramm (Abbildung 5.7), so sieht man, daß die Unified-Metallmodelle im entscheidenden Bereich nahe an der Photosphäre mit einer höheren Temperatur ausgestattet sind als die „Supergiant“- Modelle³⁴ in Drew (1989). Im äußeren Atmosphärenbereich dreht sich das Heizverhalten der Linien eben um, so daß durch die zusätzliche Kühlung

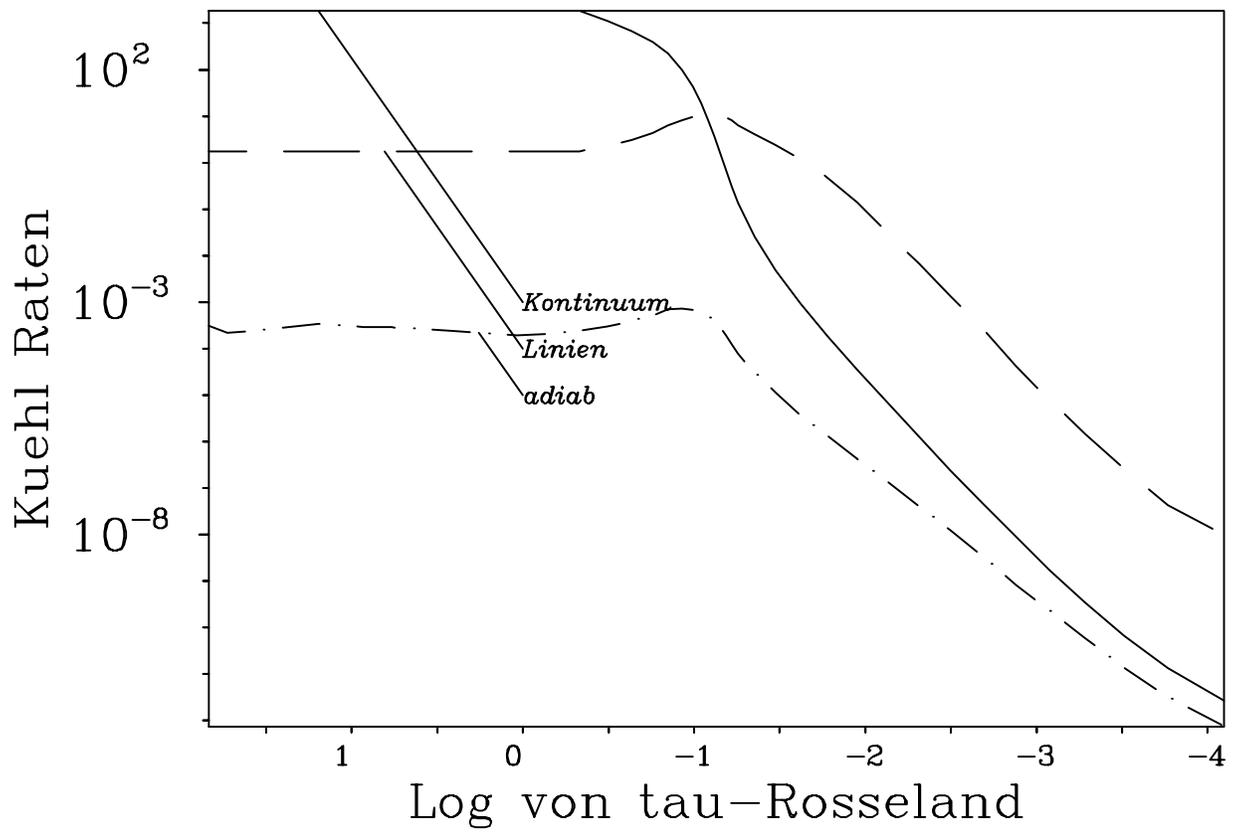
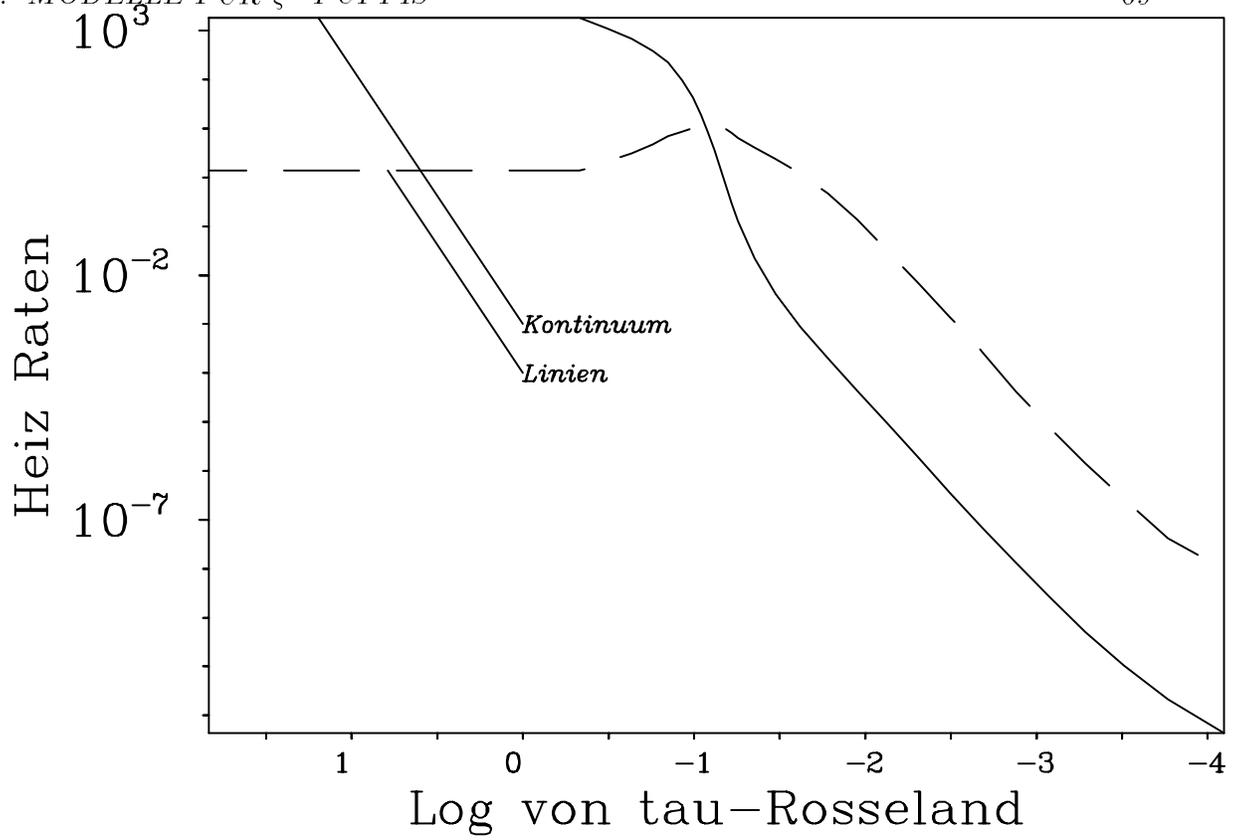
³⁰ von 31

³¹ CIV 1549, NIV 765, NIV 1486, NV 1240, OIV 789, OIV 1406, SV 1194

³² siehe Gleichungen (5.3, 5.4)

³³ siehe Gleichung (5.5)

³⁴ wie auch schon von Drew (1990) – der fehlenden Metalllinien wegen – vermutet wurde



die Temperaturschichtung des Unified-Standardmodells mit Gasexpansion noch unterboten wird (Abbildung 5.8).

Die Aussage einer homologen Windtemperatur von $T_W \approx 0.6 T_{\text{eff}}$, wie sie in Drew (1989) für alle Modelle einer Leuchtkraftklasse aufgestellt wird, kann im Speziellen nicht bestätigt werden. Der Temperaturverlauf für Unified-Metallmodelle mit Berücksichtigung der Gasexpansion ist generell nicht global parametrisierbar, weil eben nicht für alle Modelle einfache Rekombinationsphysik vorliegt und Strahlungstransporteffekte empfindlich von der Winddichte, Temperatur und Geschwindigkeit abhängen (Tabelle 5.5, man vergleiche auch die Temperaturwerte für die τ -Scorpii Modelle D und E auf Seite 88, die in Tabelle 5.5 mit eingetragen sind).

I-B Spektrallinien, Modell B

In diesem kurzen Abschnitt sollen Ergebnisse aus, detaillierten „line formation“ Rechnungen von A.F. Gabler (1991) gezeigt werden, für die das Unified-Standardmodell die zugrundeliegende Atmosphärensichtung ist. Die Rechnungen, die im „comoving frame“ ausgeführt werden, sollen an dieser Stelle belegen, daß das Konzept der verbesserten Standardanalyse mit Hilfe von Unified-Standardmodellen schlüssig ist. Zu diesem Zweck werden (mit freundlicher Genehmigung von A. Gabler) die wichtigsten optischen Linien vorgestellt.

Die BALMER-Linien³⁵ (H_γ , H_β , H_α) zeigen (Abbildung 5.11) in dieser Reihenfolge zunehmendes Emissionsmaß im Vergleich zu dem pp-Standardmodell. Dies wird bewirkt durch die Entstehung dieser Linien im Übergang zum Windbereich. Während die H_γ -Linie noch (fast) photosphärisch erscheint (die leichte, asymmetrische Auffüllung durch Windemission, und die sich daraus ergebende Konsequenz für die Spektralanalyse heißer Sterne, wird in A.F. Gabler (1991) diskutiert), zeigt H_α ein klares Windemissionsprofil (etwas schwächer als die Beobachtung) und ist durch planparallele Rechnungen überhaupt nicht zu erklären.

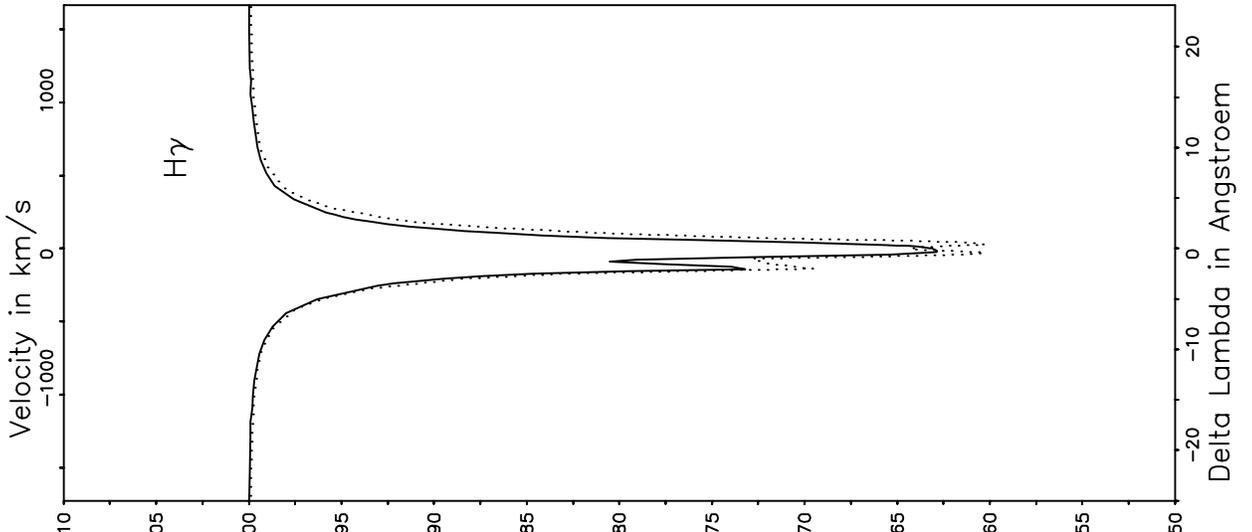
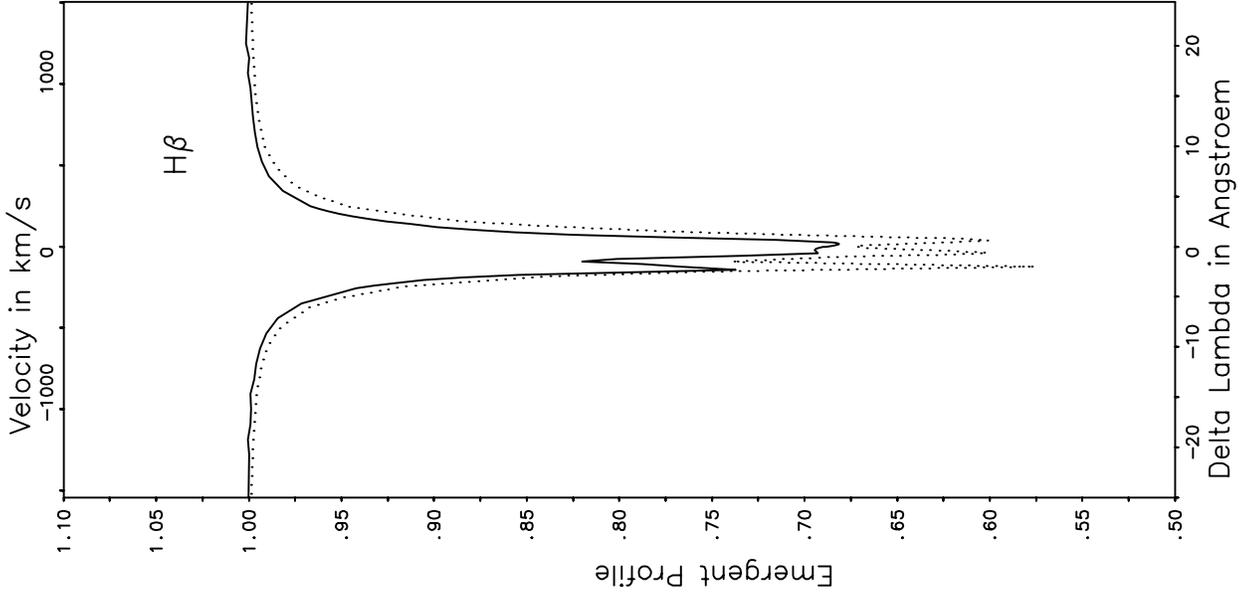
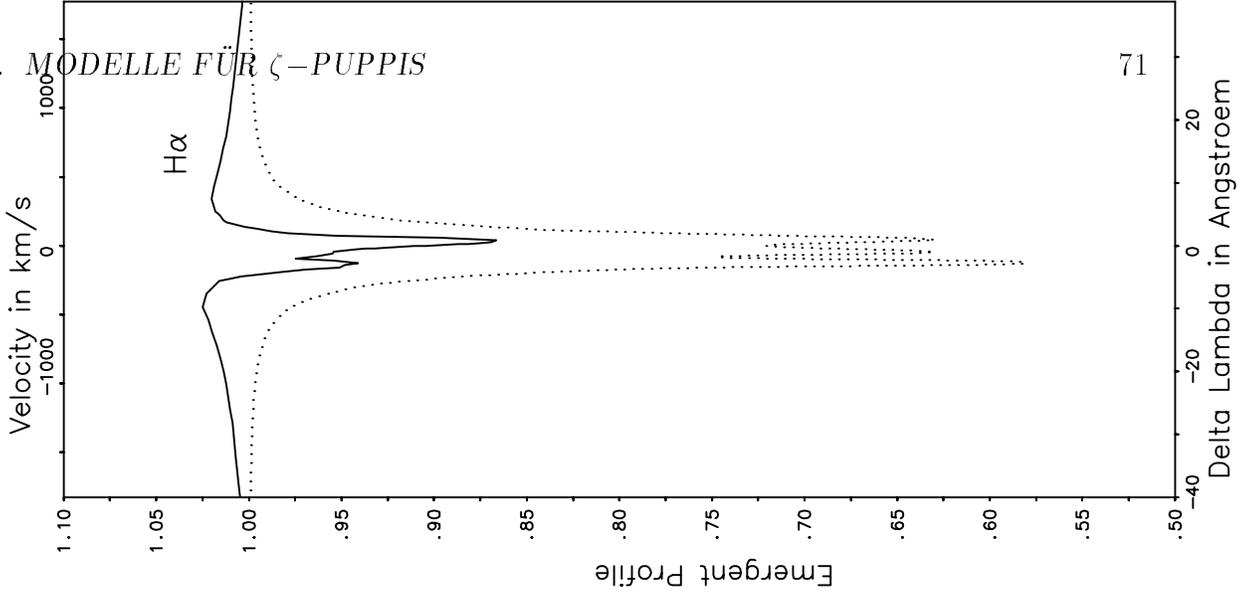
Die Linien der He II PICKERING Serie $\lambda\lambda 4200, 4542, 5412 \text{ \AA}$ (Abbildung 5.12) zeigen in dieser Reihenfolge ebenfalls zunehmende Windemission. Die Linie He II 4686, zur Spektralklassifikation (f) von ζ -Puppis, ist in unseren Rechnungen der Beobachtung nahe und ein klarer Indikator des stellaren Windes.

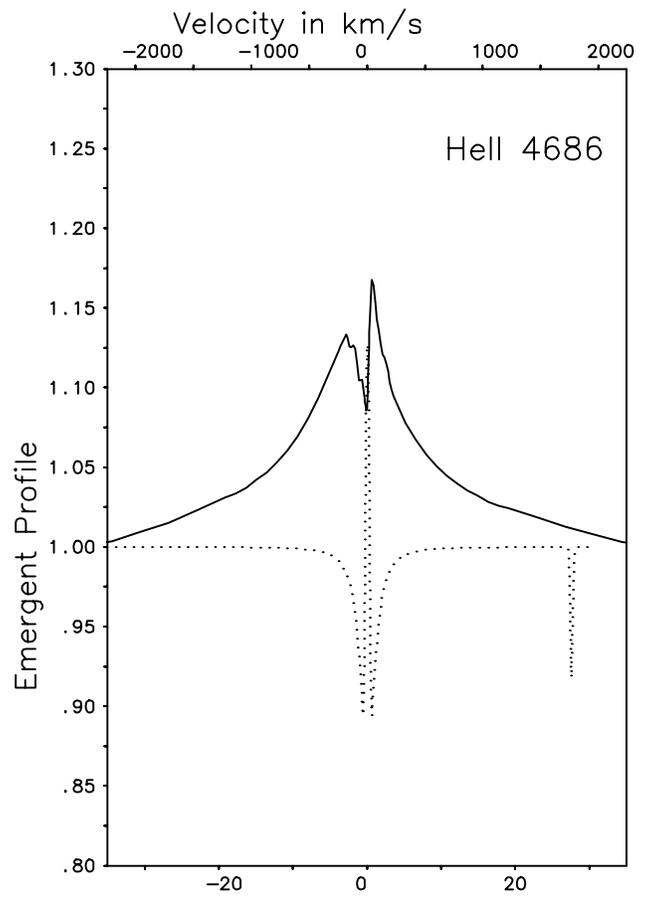
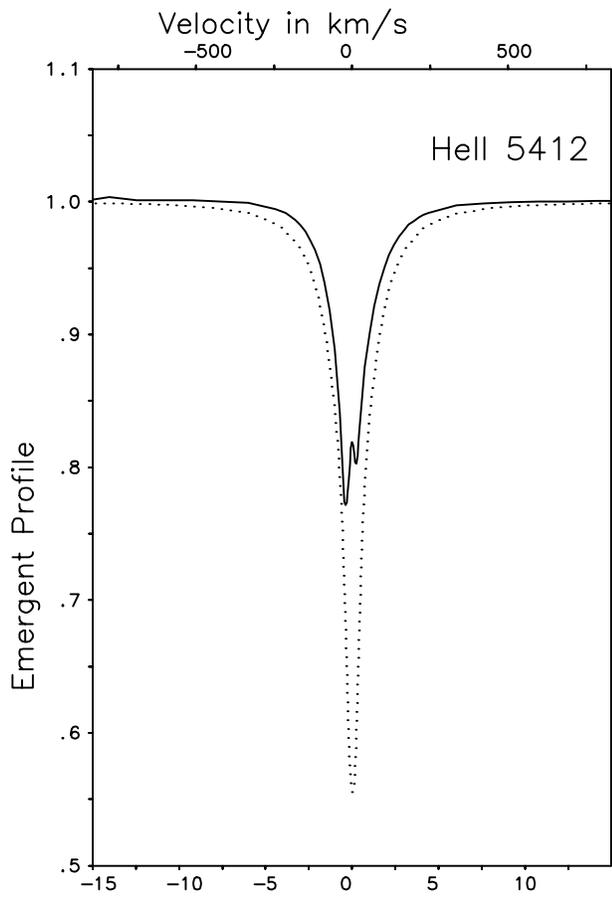
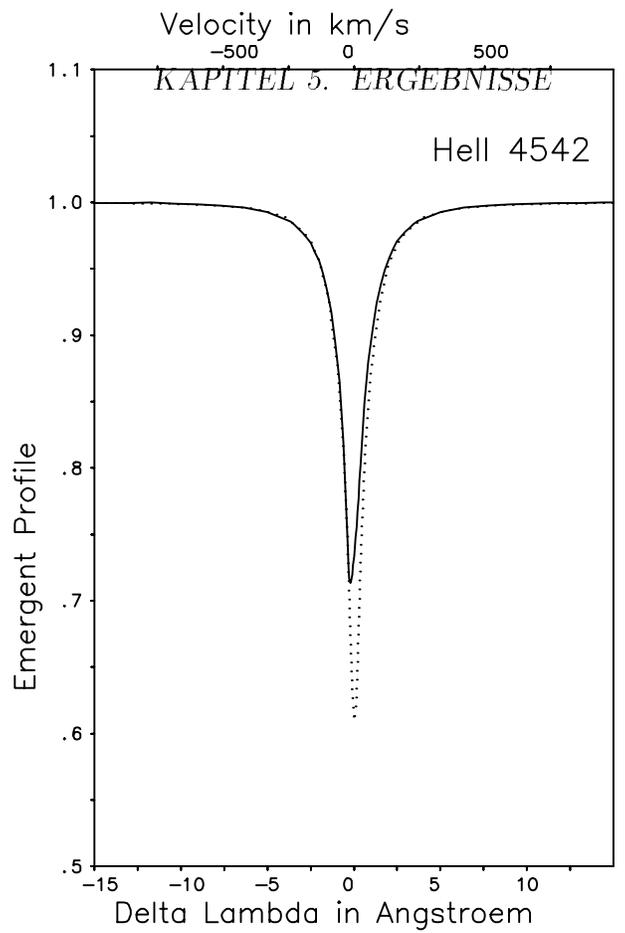
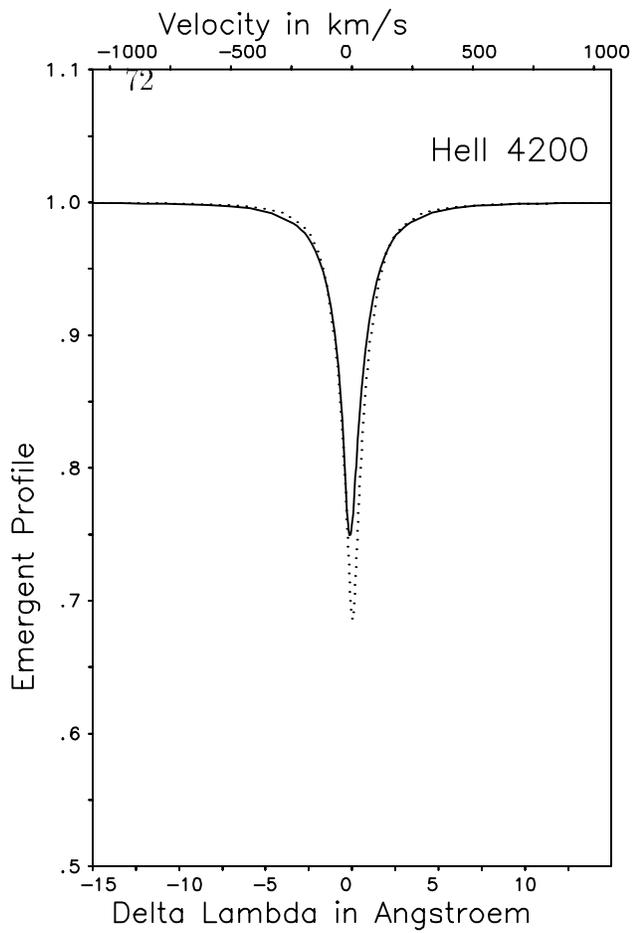
I-C Kontinuierliche Energieverteilung

Unified-Standardmodell

Um den Verlauf der emergenten Energieverteilung (Abbildung 5.13) zu verstehen, kehren wir zurück zu Abbildung (5.3). Man erkennt, daß der Frequenzbereich von der

³⁵mit He II-„blend“ und STARK Verbreiterung berechnet





Wasserstoff LYMAN-Kante bis ins Rote (von 911 Å- 10000 Å) bei optischen Tiefen entsteht, die zu planparallelen Schichten (vergleiche Abbildung 2.1) gehören. In diesem Atmosphärenbereich hat die geometrische Ausdehnung kaum Bedeutung und sowohl pp-Standardmodelle³⁶, wie Unified-Standardmodelle berechnen die gleiche Flußverteilung.

Beträchtliche Unterschiede bestehen sowohl im XUV wie auch im Infraroten. Gestützt durch die frei-frei Emission der Windhülle (das optisch dünn Werden erfolgt im Vergleich zum pp-Standardmodell außerhalb der Photosphärenoberfläche und damit leuchtet eine größere Fläche), zeigt das Unified-Standardmodell einen Infrarotexzess (Abbildung 5.14), der nahe an die Beobachtung kommt³⁷. Die pp-Standardmodelle weisen hingegen nur den üblichen Abfall im RAYLEIGH-JEANS Bereich auf. Diesen Effekt erreichten schon Panagia und Felli (1975), Wright und Barlow (1975), Castor und Simon (1983) und Lamers und Waters (1984) durch Variation von „core-halo“ Modellen in der in der Einleitung beschriebenen Weise. In unserem Modellansatz erschließt sich dieses Ergebnis hingegen selbstkonsistent.

Während im Wellenlängenintervall zwischen 228 Å und 911 Å generell nur geringe Flußunterschiede zu verzeichnen sind (etwas flachere Energieverteilung für extreme Modelle; vergleiche hierzu Seite 107 und die Diskussion bei Abbott und Hummer (1985)), erzeugt das Unified-Modell kurzzeitig der Ionisationskante des einfach ionisierten Helium einen etwa 1000-fach stärkeren Fluß. Der Grund für dieses Verhalten besteht in der Bildung des He II-Grundzustandes (He II-Effekt) und ist Gegenstand von Kapitel 5.III.

Unified-Metallmodelle

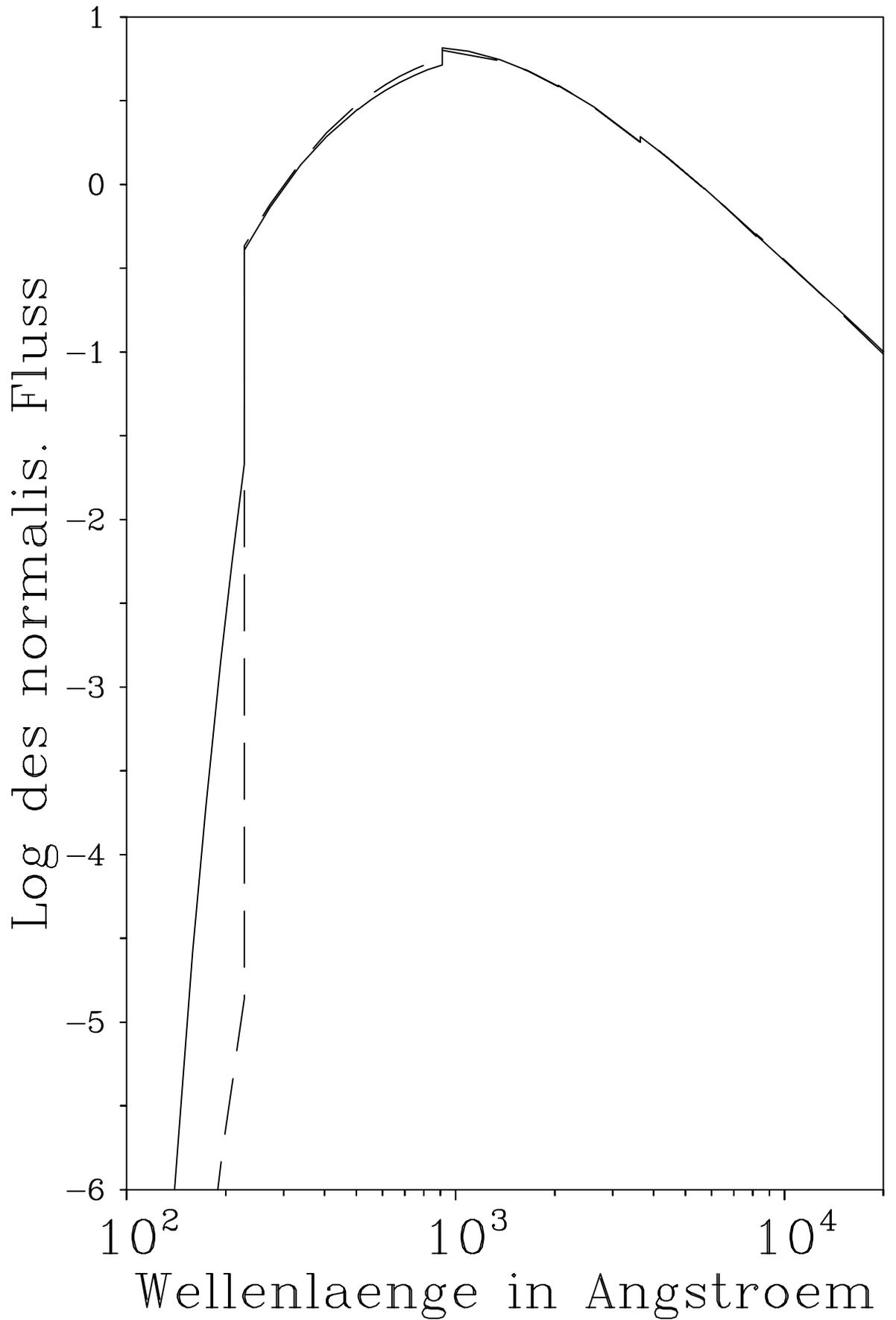
Der größte Unterschied zum Unified-Standardmodell liegt in dem Auftreten zusätzlicher Absorptionskanten (Abbildung 5.15). So finden wir hier zwischen dem Wasserstoff - Grundzustandskontinuum bei 911 Å und dem He II LYMAN-Kontinuum bei 228 Å noch die für Modell A sehr schwachen Absorptionskanten von SiIV und CIII. Jenseits der He II-Kante dominieren im Modell A die Absorptionskanten verschiedener Metallionen bis weit in den Wind hinein. Trotz der komplizierteren Entstehung durch die zusätzlichen Metallabsorption, bleibt der He II-Effekt (leicht verringert) erhalten und dominiert die Bildung der kurzwelligen Ionisationskanten (Abbildung 5.16)³⁸. Der leichte Unterschied zwischen dem Unified-Standardmodell und dem Unified-Metallmodell im Wasserstoff LYMAN-Kontinuum und He I LYMAN-Kontinuum ist kein Temperatureffekt, sondern der unterschiedlichen Behandlung von Photoionisationsquerschnitten zuzuschreiben³⁹.

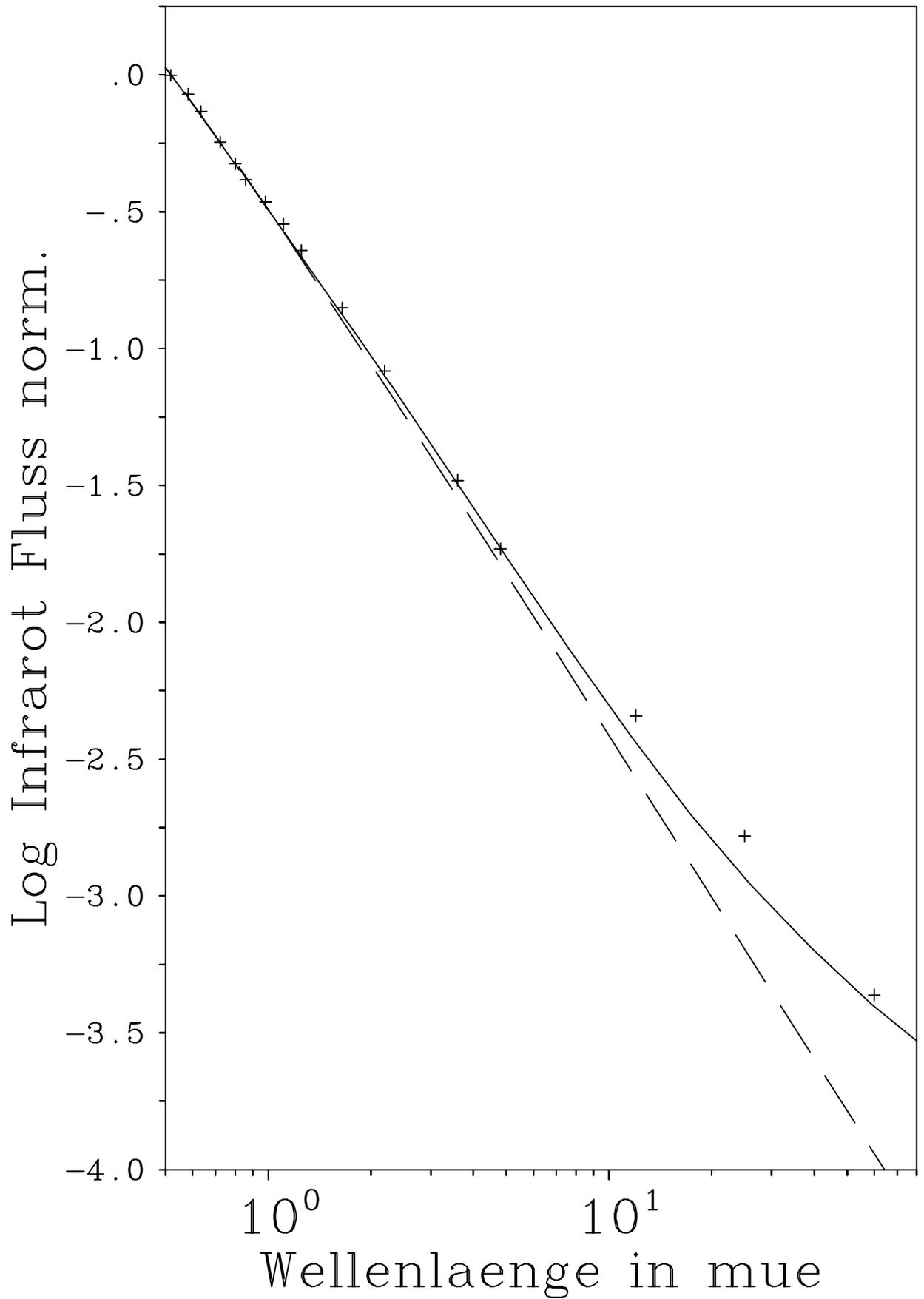
³⁶Kudritzki et al. (1983), Bohannan et al. (1986), Bohannan et al. (1990)

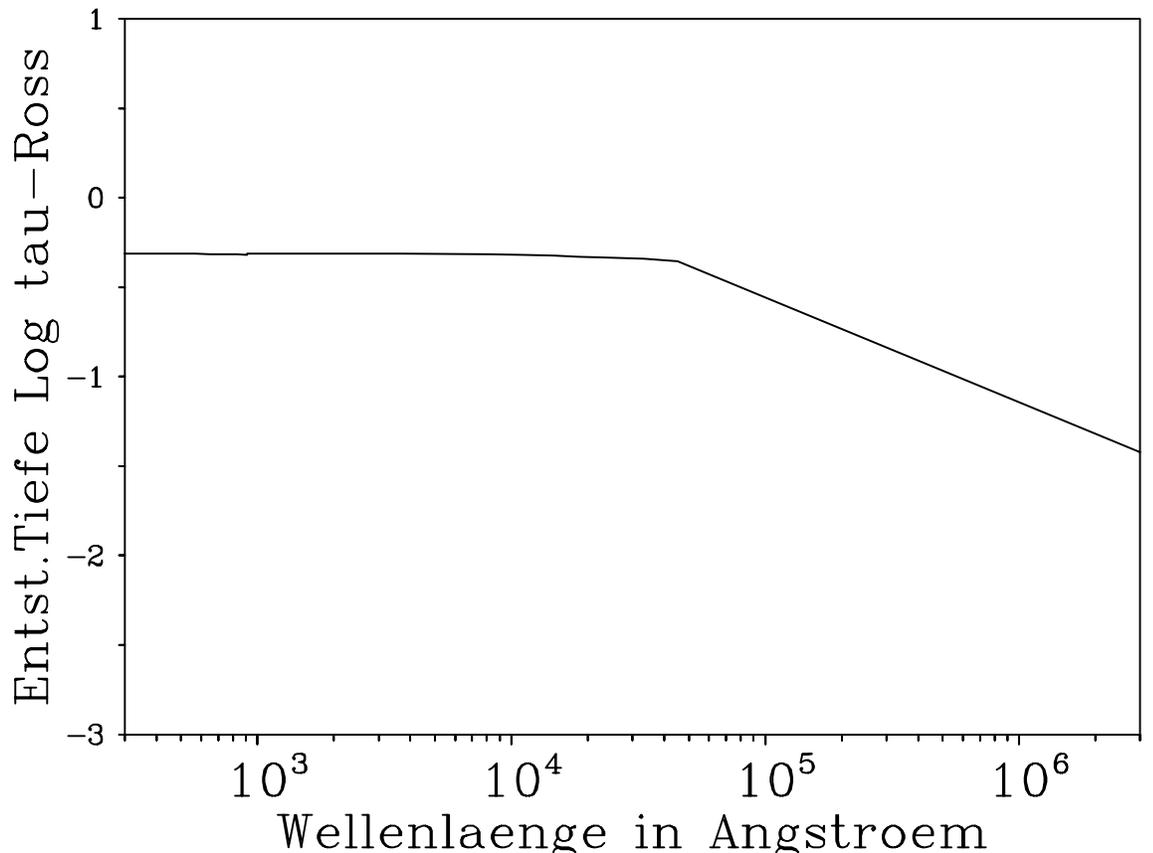
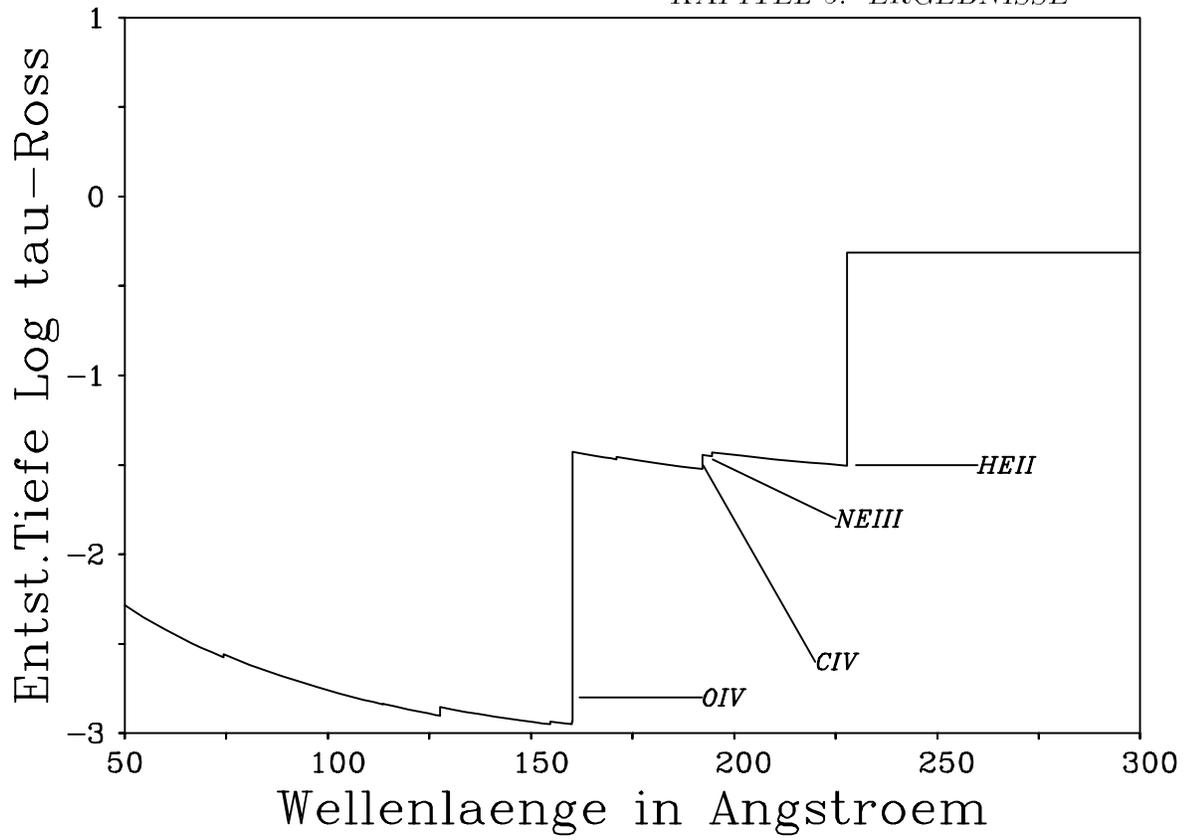
³⁷Lamers et al. (1984)

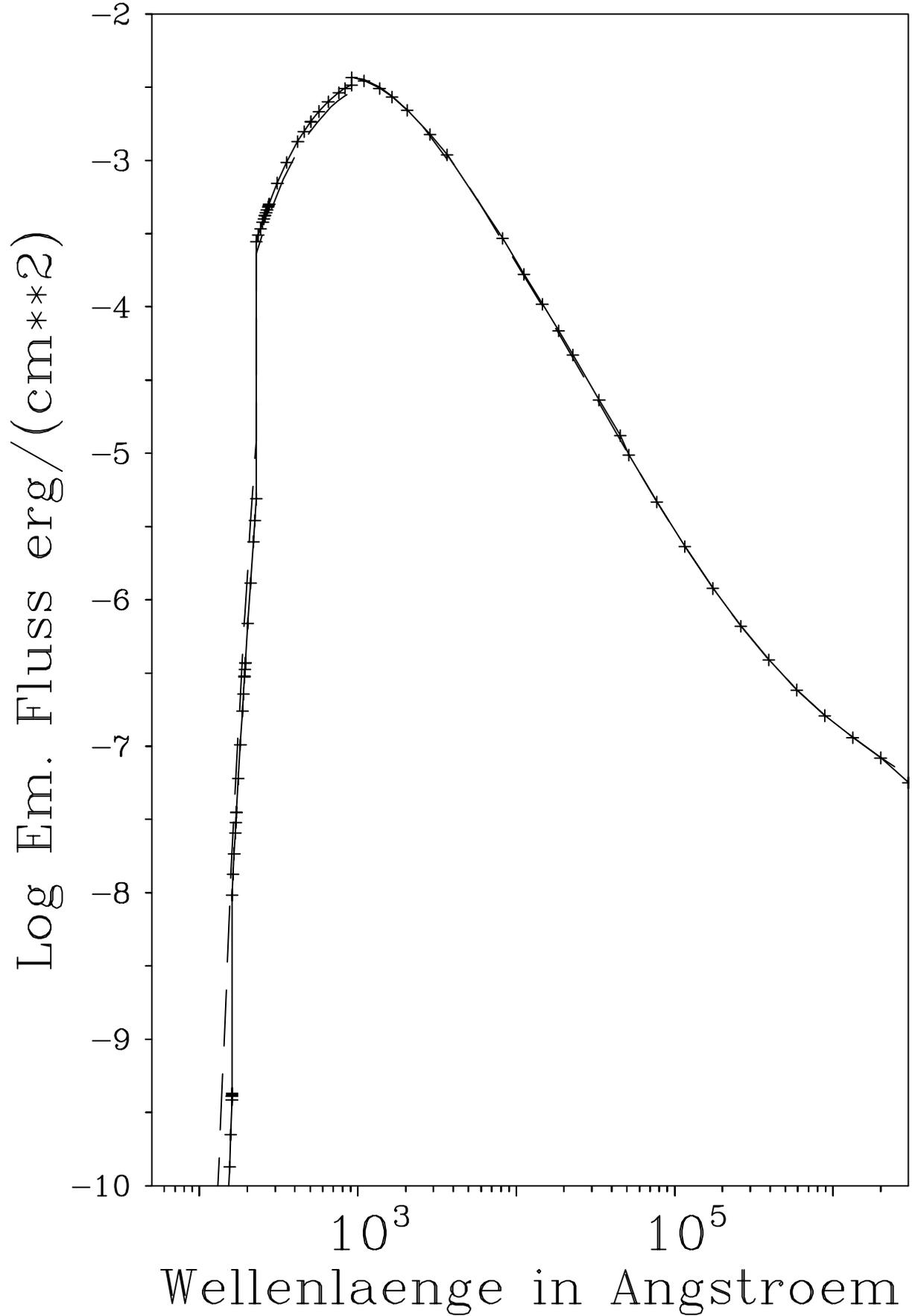
³⁸die Kreuze markieren die Frequenzstützstellen für den Kontinuumsstrahlungstransport

³⁹siehe Seite 26









Kopernikus-, IUE-Bereich

Um die Glaubwürdigkeit unserer vollständigen NLTE Rechnungen mit selbstkonsistenter Temperaturschichtung für den gesamten Atmosphärenbereich zu testen, unterziehen wir das künstliche Spektrum einem Vergleich mit der Beobachtung. Abbildung 5.17 zeigt die Kopernikus Messungen (1000 Å-1200 Å) zusammen mit dem IUE-Bereich (1200 Å-1800 Å). Mit eingetragen ist die kombinierte Flußverteilung aus Kontinuum und überlappenden Linien, wie sie sich aus einem von Puls (1990) freundlicherweise zur Verfügung gestellten „formal solution“ Programm aus den Opazitäten und Emissivitäten unseres Unified-Metallmodell A berechnet. Für die Linienverbreiterung wurde hierzu eine „Mikroturbulenz“⁴⁰ von 200 km/s angenommen. Der Vergleich zeigt:

- eine sehr gute Wiedergabe der wichtigsten Resonanzlinien (NV, CIV),
- die Bestätigung sowohl hoher Ionisationsstufen (OVI, „Superionisation“) als auch niedriger (OIV), in Einklang mit der Erklärung bei Pauldrach (1987a),
- eine qualitative Vorhersage von photosphärischen FeVI- (1260-1350 Å) und FeV-Linien ($\sim 1400 - 1500$ Å).

als Ergebnisse der selbstkonsistenten Rechnungen. Insbesondere der erste Punkt bestätigt, daß unser Konzept, eine prädiagnostizierte Temperaturschichtung bei der Berechnung der „force multiplier parameter“ zu verwenden, zu keiner Inkonsistenz führt. Die qualitative Reproduktion von photosphärischen Eisenlinien läßt im Prinzip eine spätere Häufigkeitsbestimmung dieses Elementes anhand des UV-Spektrums erhoffen; für eine quantitative Analyse müssen jedoch zunächst noch bessere Atomdaten für diese Ionisationsstufen von Eisen⁴¹ in das Programm eingebaut werden.

Neben der guten Übereinstimmung gibt es auch augenscheinlich Diskrepanzen. Unabhängig von der Tatsache, daß für unser Spektrum nur globale, solare Metallhäufigkeiten verwendet werden⁴², sind die auffälligsten Fehler:

- zu starke Linien von OV (1372 Å)
- zu schwache NIV- (1718 Å), CIII-, NIII- (~ 1180 Å) Linien
- schlechte Beschreibung von PV und Teilen von SiIV

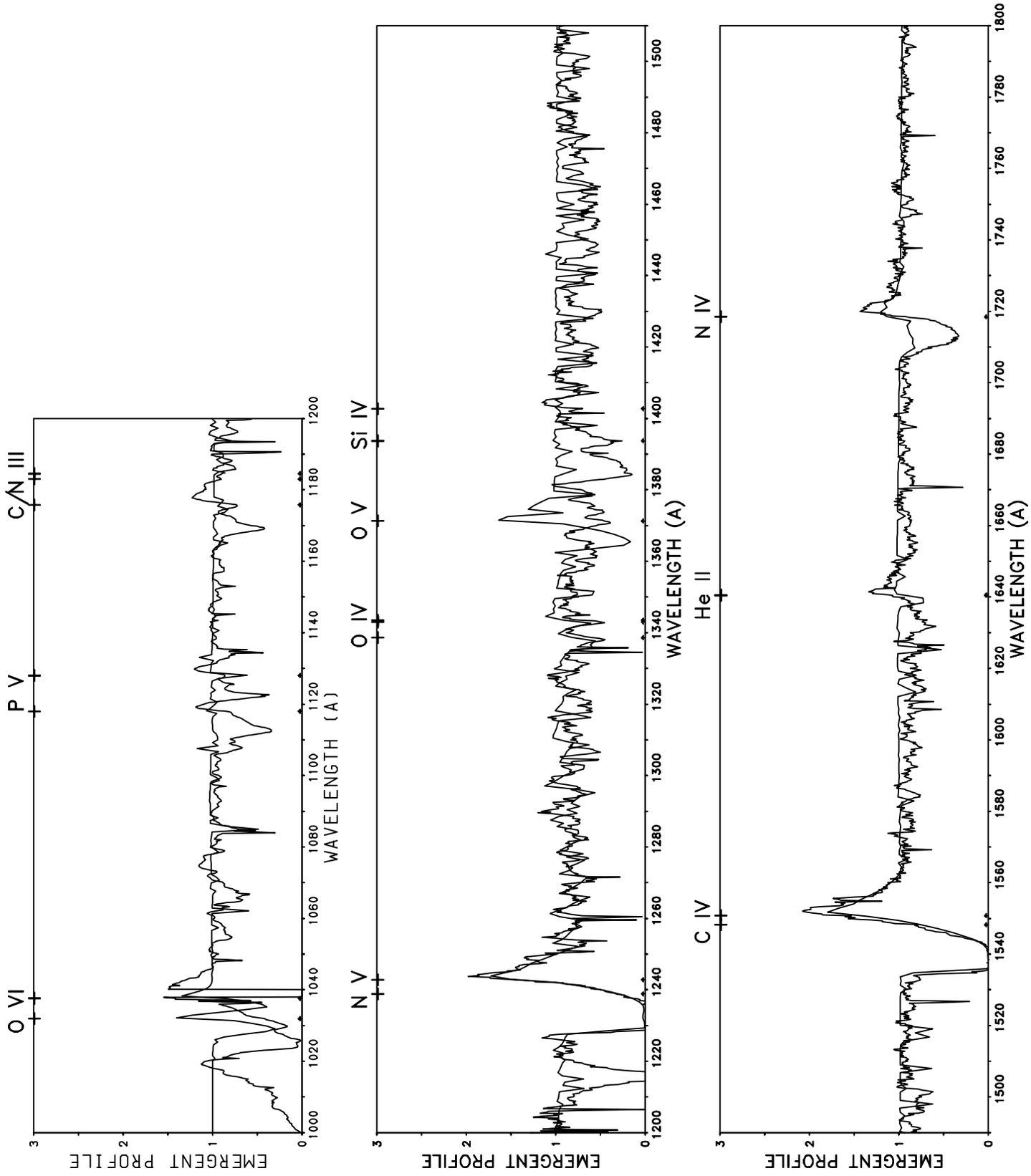
Die direkte Ursache, die zum Auftreten zu starker oder schwacher Linien führt, ist in der Bildung der zugehörigen Ionisationsstufen zu suchen. Neben der Unsicherheit über die Metallhäufigkeiten⁴³ sind dafür 2 hauptsächliche Gründe zu nennen:

⁴⁰siehe dazu Diskussion bei Hamman (1980) und Puls (1987b)

⁴¹die Daten sind schon vorhanden

⁴²daß also kein Fit versucht wird

⁴³vergleichbare Rechnungen von Dr. Pauldrach (priv.comm.) ergeben eine N-Überhäufigkeit und eine C-Unterhäufigkeit, für die gleichen Modellparameter wie Modell A



- 1) Vernachlässigung von „line-blanketing“ im ionisierenden Strahlungsfeld
- 2) Vernachlässigung von Schock - Emission als zusätzliche Ionisationsquelle im EUV-Bereich

Wegen der Vernachlässigung von „line-blanketing“, erhält die in der SOBOLEV-Theorie formulierte Linienquellfunktion (Gleichung 3.14) zu hohe Flußwerte als „core-intensity“. Resonanzlinien sind, bis in tiefere Schichten dann weniger stark gesättigt und koppeln höhergelegene Niveaus an den Grundzustand, so daß als Folge erhöhte Photoionisation stattfinden kann⁴⁴. Um diesen Effekt zu bewerten, haben wir versuchsweise ein Modell gerechnet, das zwischen 911 Å und 228 Å anstatt der selbstkonsistenten Strahlungstemperaturen (42000 K - 60000 K), die unsere Modellrechnung liefert, erniedrigte, künstlich gesetzte Strahlungstemperaturen (38000 K - 32000 K) enthält. Diese Vorgehensweise soll eben einem durch „line-blocking“ dezimierten photosphärischem Fluß in diesem Wellenlängenbereich entsprechen. Als Ergebnis erhält man ein optisch dickes HeII-Kontinuum⁴⁵, das die Ionisationsrechnungen kurzweilig dieser Kante beeinflusst.

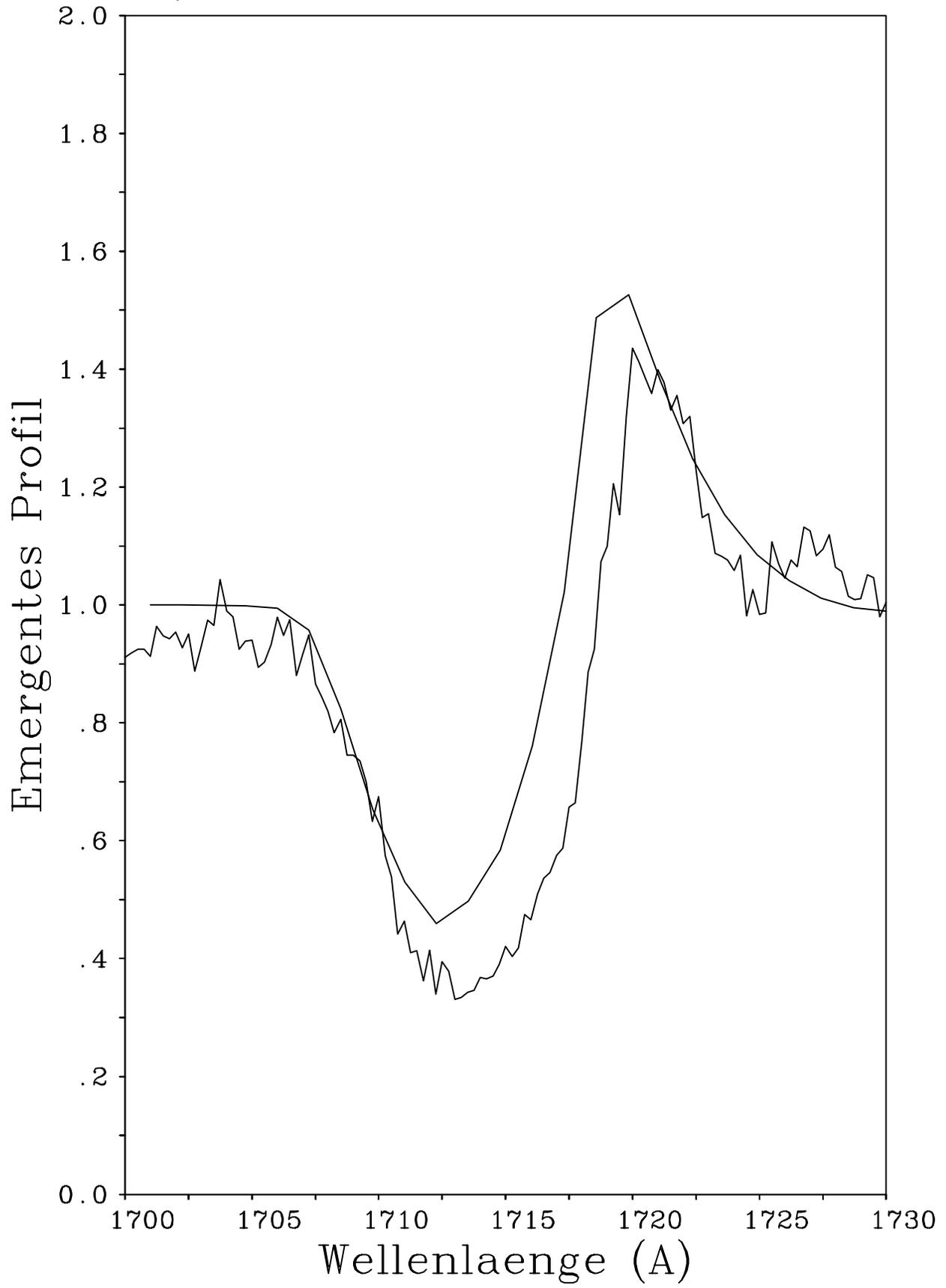
Abbildung 5.18 zeigt die NIV Linie 1718 Å nach diesem Eingriff. Durch den erniedrigten Strahlungsstrom im HeII-Kontinuum, reduziert dieses Verfahren zunächst alle Ionisationsstufen, die in ihrer Kantenfrequenz kürzer als die HeII-Kante liegen, wie z.B. OIV-OVI. Die Reduktion hoher Ionisationsstufen geht dabei zugunsten kleinerer Linien, die zu niedriger liegenden Ionisationsstufen gehören, steigen in ihrer Linienstärke; im Gegensatz dazu werden z.B. Linien, die zu OVI gehören schwächer.

Einen Ausweg aus diesem Dilemma bietet die Annahme 2). Man weiß durch Studien der Winde von massiven O-Sternen, daß Instabilitäten in den Winden zu Schocks mit beobachtbarer Röntgenemissivität führen. Testrechnungen von Pauldrach et al. (1991) zeigen, daß diese Schocks auch einen signifikanten Anteil an XUV-Photonen liefern. Die zusätzliche Leuchtkraft im XUV vermindert dann wieder die Stärke der kurzweiligen Kanten, wobei weiter von der HeII-Kante entfernt liegende Ionisationskanten (OVI) stärker beeinflusst werden⁴⁶. Kürzerwellige Ionisationsstufen (OIII, PV, CIV, OIV) werden in ihrer Gewichtung also insgesamt wieder nach oben verschoben. Bei gleichzeitig verminderten Strahlungstemperaturen im Bereich zwischen 911 Å und 228 Å, sind aber nun auch Ionisationsstufen, die in diesem Bereich liegen (SiIII, SiIV) richtig beschrieben. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt natürlich in seiner *ad hoc* Setzung des zusätzlichen Strahlungsfeldes. Ein selbstkonsistenter Einbau des durch Schocks im Sternwind produzierten Röntgenstrahlungsfeldes ist zur Zeit noch nicht möglich.

⁴⁴siehe He II-Effekt auf Seite 92

⁴⁵Verhinderung des He II-Effektes durch Sättigung der Resonanzlinie

⁴⁶wegen der unmittelbaren Nähe zum Röntgenbereich



Modell	T_{eff}	$\log g$	R/R_{\odot}	$\dot{M}(M_{\odot}\text{Jahr})$	v_{∞} km/s	k	α	δ
D	33000	4.15	5.5	$6.34 * 10^{-9}$	3350.	0.029	0.675	0.079
E	32500	3.8	8.5	$4.68 * 10^{-8}$	3177.	0.030	0.716	0.079

Tabelle 5.6: Modellparameter für τ -Scorpii.

II Modelle für den O9.5V Stern τ -Scorpii

In Anlehnung an die Diskussion in Pauldrach (1987a), beschreiben die Sternparameter von Modell D in Tabelle 5.6 einen Hauptreihenstern mit dünnem, aber schnellem Wind⁴⁷. Der Argumentation in Pauldrach (1987a) gemäß, setzen wir dabei die Metallhäufigkeiten auf global $Z = 0.67 * Z_{\odot}$ und erhalten mit der gleichen Wahl der „force multiplier parameter“ wie in Pauldrach (1987a) eine etwas höhere Massenverlustrate⁴⁸, sowie eine etwas kleinere Windendgeschwindigkeit. Die geringfügigen Unterschiede zur Originalarbeit⁴⁹ liegen darin begründet, daß unserer Rechnung nur die gemittelten Werte der „force multiplier parameter“ zugrunde liegen, hingegen dort die Hydrodynamik mit tiefenabhängigen Parametern berechnet wurde. Eine Gegenüberstellung der wichtigsten Atmosphäreneigenschaften des Unified-Standardmodells D mit einem pp-Standardmodell für dieses Objekt zeigt, daß sowohl die Ausdehnung wie auch die Windeigenschaften erst bei sehr kleinen optischen Tiefen relevant werden (Abbildung 5.19).

Dies bedeutet insbesondere, daß der Einfluß des Geschwindigkeitsfeld für die Entstehung der wichtigsten optischen Linien ohne große Bedeutung ist und hier die aus der planparallelen Spektralanalyse von Herrero (1986) genommenen Sternparameter⁵⁰ vertrauenswürdig sind.

Kontinuierliche Energieverteilung

Die kontinuierliche Flußverteilung für ein Unified-Metallmodell zeigt dies, im Vergleich zu einer planparallelen Rechnung (Abbildung 5.20). Während vom Infraroten bis zur Wasserstoff-LYMAN-Kante sich die Energieverteilungen von planparalleler und Unified Rechnung kaum unterscheiden, sind die Differenzen kurzweilig dieser Kante deutlich.

Abbildung 5.21 zeigt, daß sich neben dem He I-Kontinuum⁵¹ auch die Absorptionskante von CIII bemerkbar macht. Die He II-Grundzustandsentstehung reicht dabei bis in das Gebiet um den sonischen Punkt. Durch den He II - Grundzustandseffekt⁵² liegt

⁴⁷In manchen Arbeiten wird er auch als B0 klassifiziert

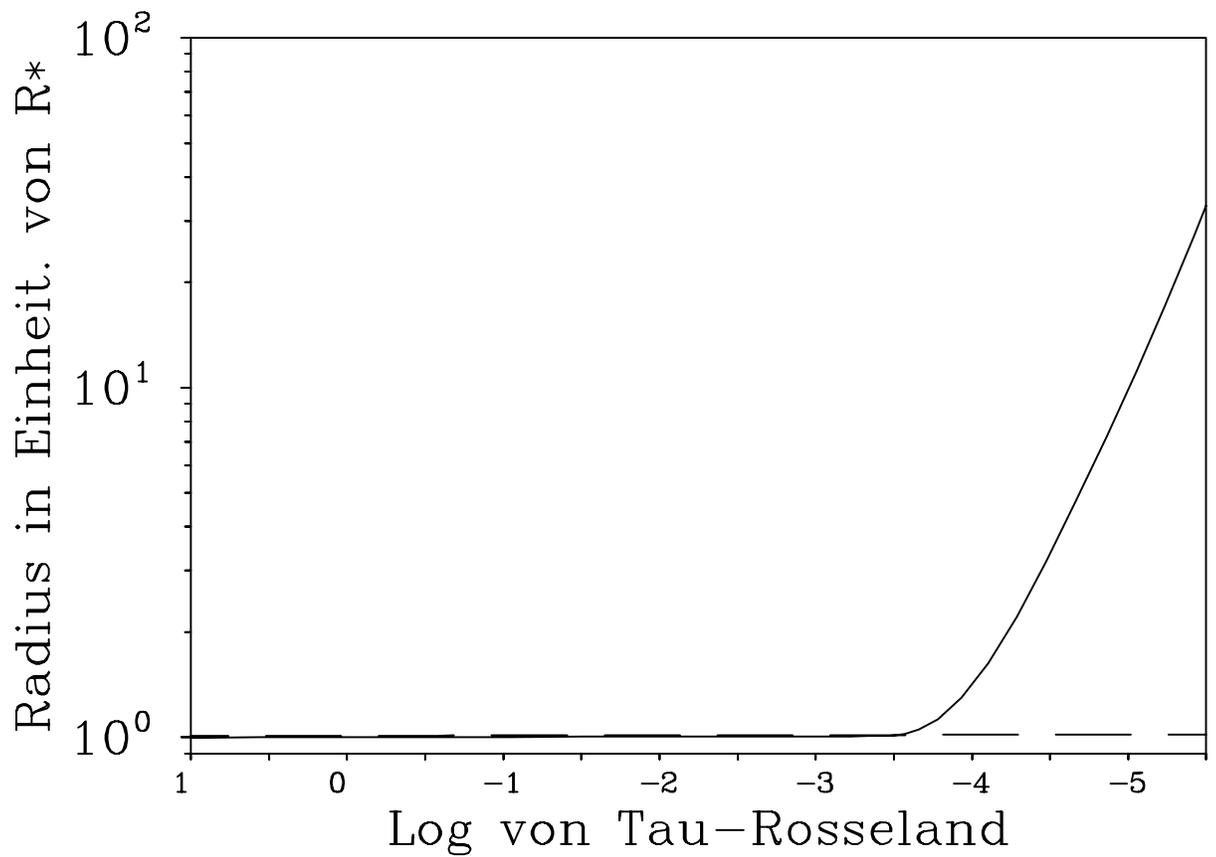
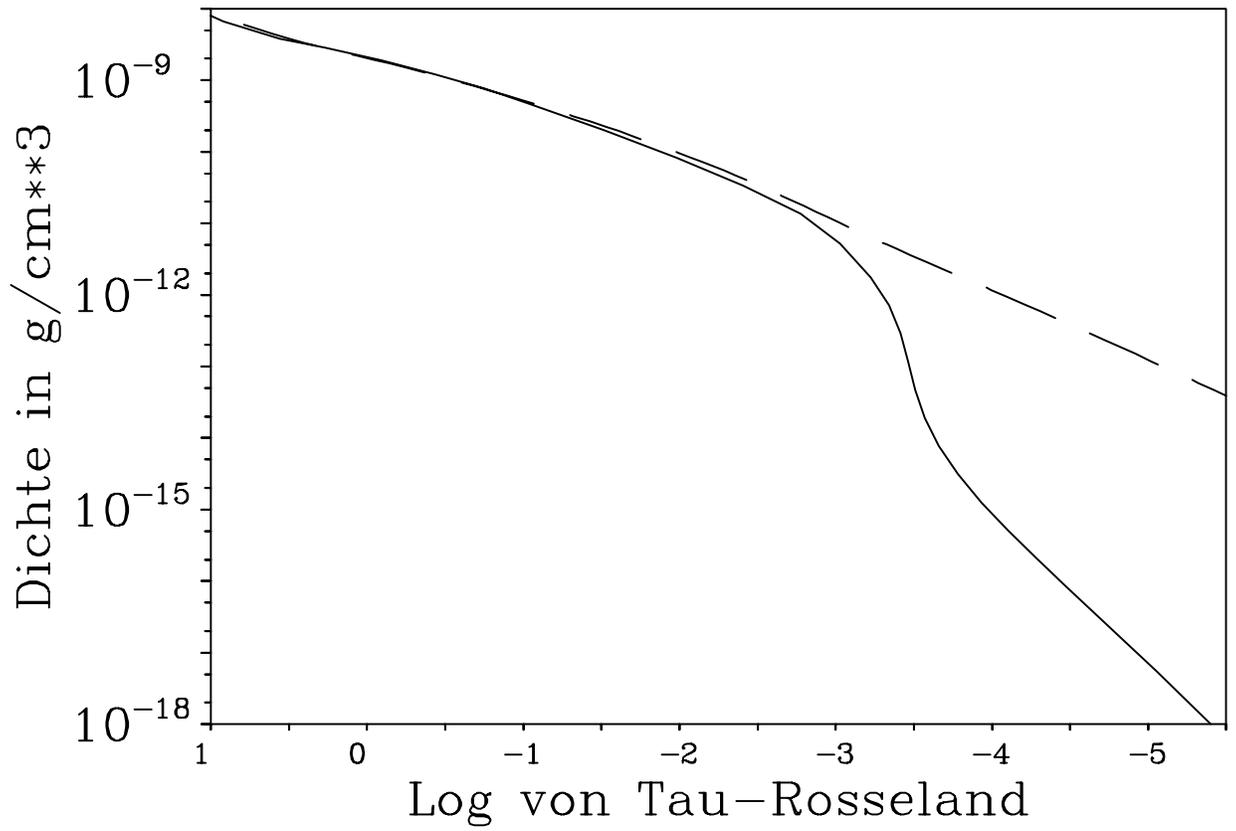
⁴⁸damit nahe an den Werten von Lamers und Rogerson (1978)

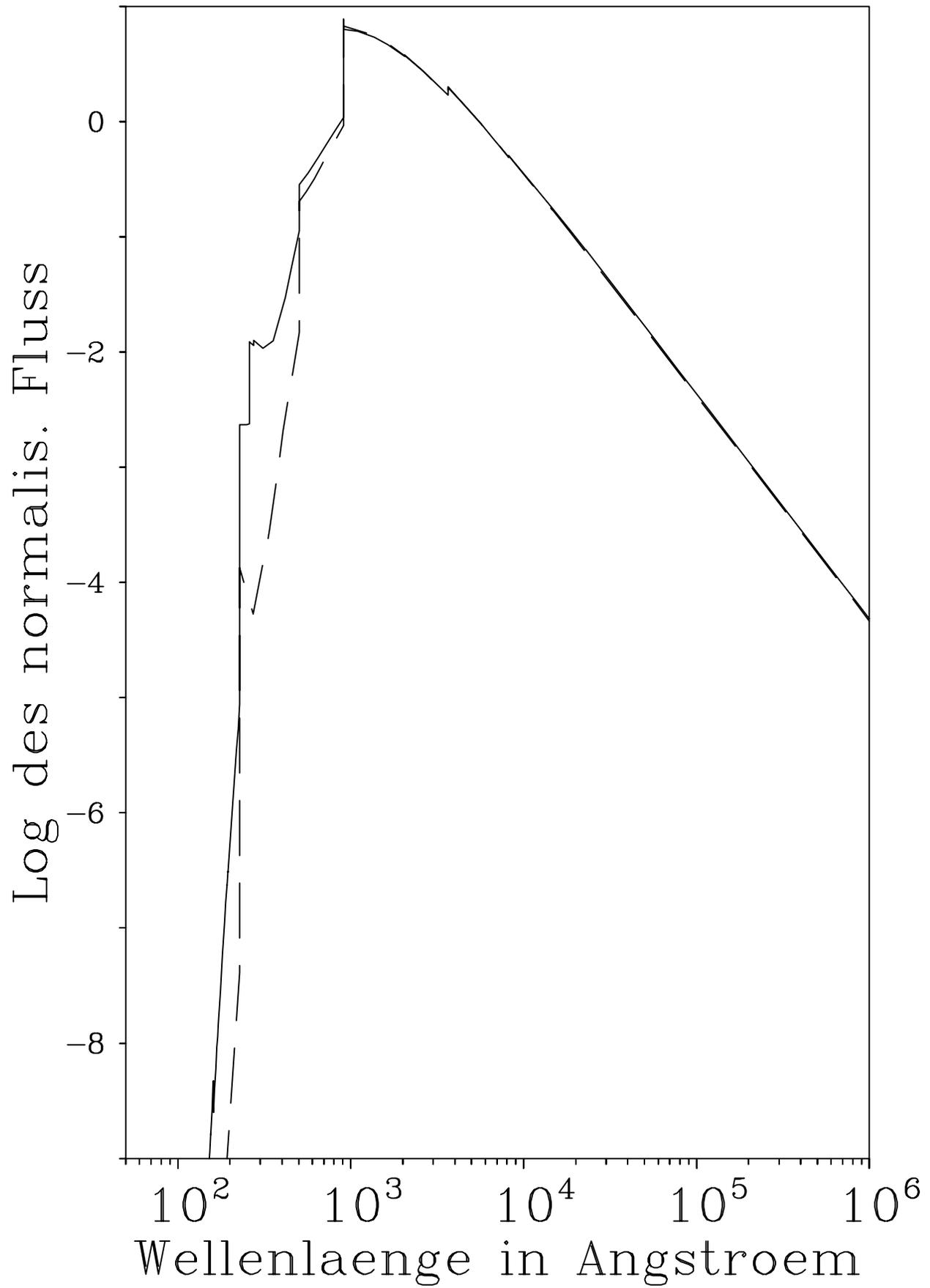
⁴⁹Pauldrach (1987a)

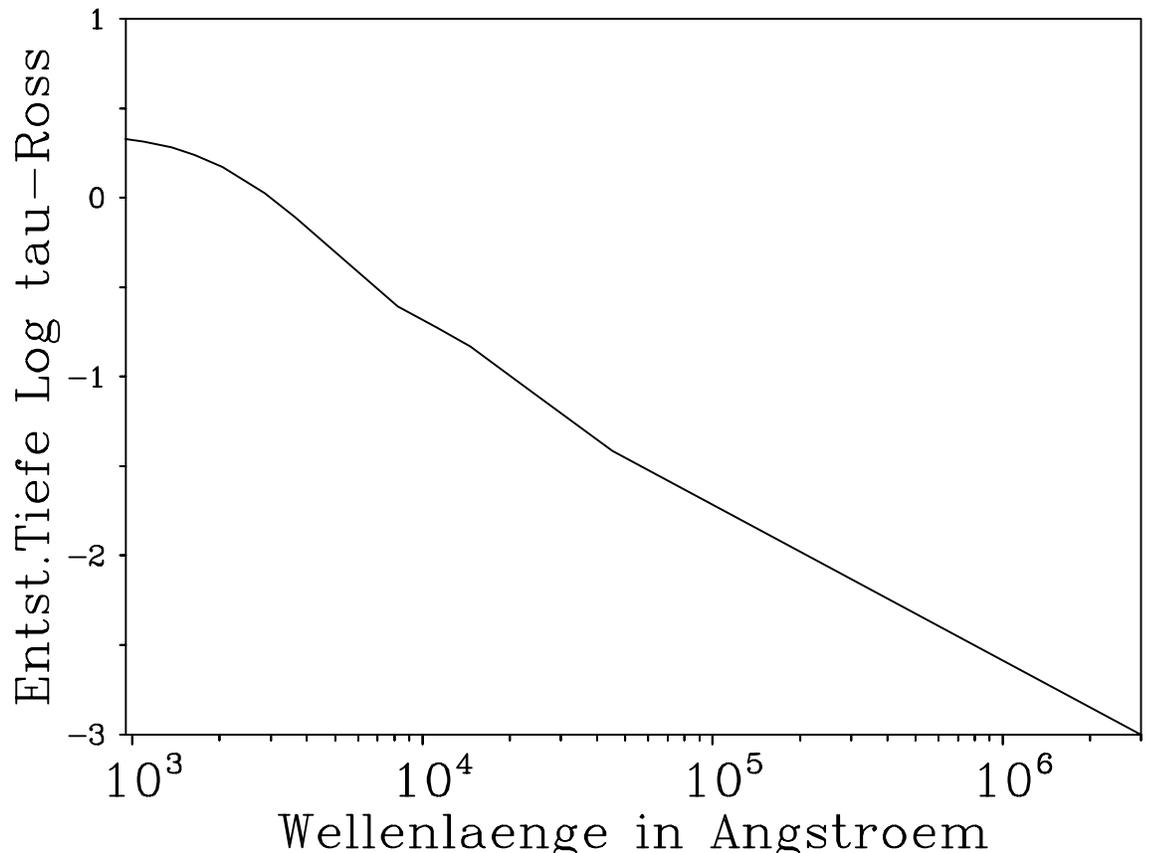
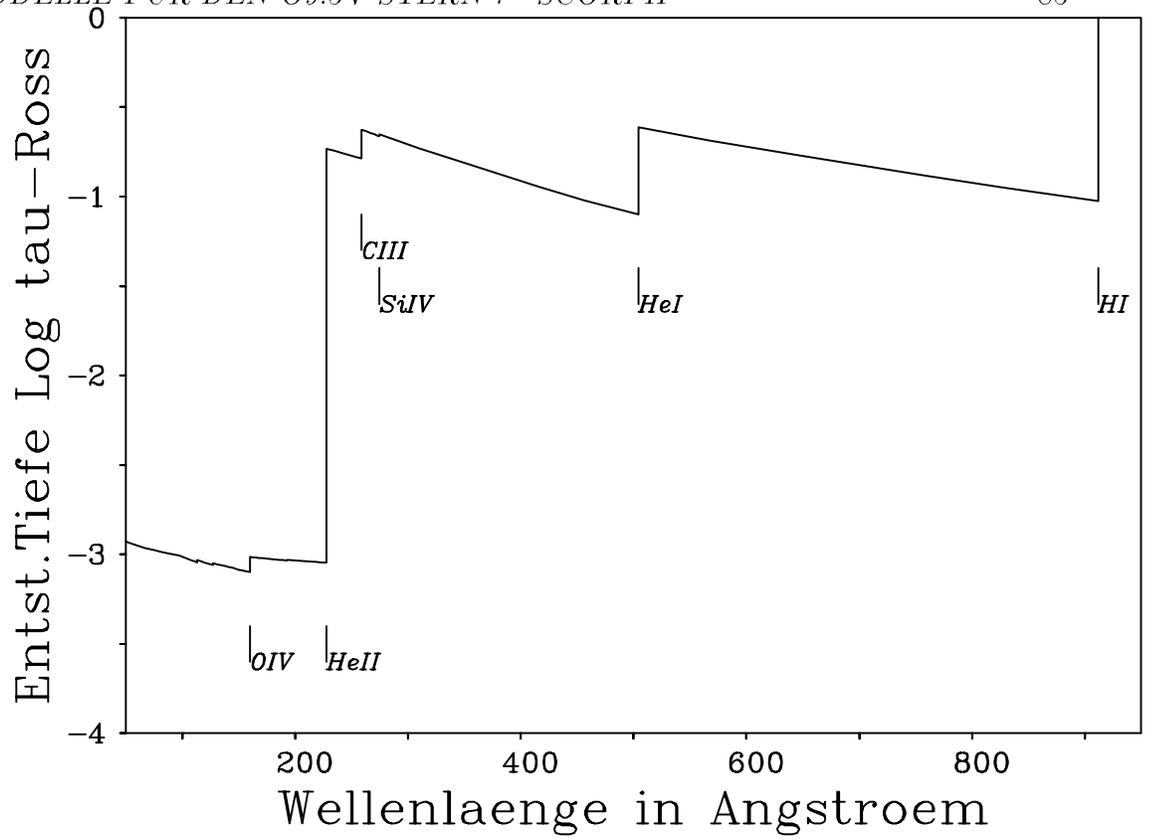
⁵⁰bis auf den Radius

⁵¹unterschiedliche Behandlung von He I im Unified-Metallmodell

⁵²siehe Seite 92







dann das Kontinuum kurzweilig von 228 \AA um 2 Dekaden höher. Auf den ersten Blick scheint in Abbildung 5.20 die Flußerhaltung verletzt zu sein, da das Kontinuum im Unified Modell fast vollständig über dem im planparallelen Fall liegt. Wie jedoch die prozentuale Beteiligung am Gesamtfluß zeigt⁵³, ist dies nicht der Fall, da diese Frequenzen unter 0.1% zum Gesamtfluß beitragen und durch den Unterschied bei 911 \AA (hier besitzt das pp-Modell marginal größere Werte) ausgeglichen werden.

Mit den gleichen Einschränkungen bezüglich der UV-Flußrechnung wie bei ζ -Puppis, vergleichen wir auch das UV-Spektrum unseres Unified-Metallmodell für τ -Scorpii mit der Beobachtung (in Abbildung 5.22)⁵⁴. Der gesamte spektrale Bereich wird dominiert von Absorptionslinien der Ionisationsstufen von O, C, N, Si, P und Fe. Sowohl hohe⁵⁵ Ionisationsstufen (OVI), wie auch niedrige (CIII, NIII), werden durch unser Modell befriedigend wiedergegeben. Wegen der geringeren Effektivtemperatur ist der UV-Fluß insgesamt kleiner und weil die He I Kante eine starke Opazität im langwelligen Bereich der He II Kante darstellt, bedeutet das fehlende „line-blanketing“ hier keinen großen systematischen Fehler. Das sieht man am besten in der Güte der SiIV Linien, deren Kante ja in diesem Bereich entsteht.

Trotz dieses erfreulichen Resultats bleibt eine Diskrepanz zur Beobachtung bestehen. Verfolgt man den Verlauf von NV $\lambda 1240 \text{ \AA}$ und dazu NIV $\lambda 1720 \text{ \AA}$ so gewinnt man den Eindruck, daß die dazugehörigen Ionisationsrechnungen korrekt sind. Überraschenderweise ist dies für die im gleichen Frequenzbereich liegende Absorptionskante von CIV nicht der Fall. Wird CIII $\lambda 1178 \text{ \AA}$ noch sehr gut wiedergegeben⁵⁶, so ist für das Resonanzdublett von CIV $\lambda 1549 \text{ \AA}$ eine deutliche Diskrepanz zur Beobachtung festzustellen. Die nur um 2 \AA verschoben liegende Ionisationskante von PV zeigt allenfalls etwas zu starke Linien, was auf ein vielleicht leicht unterschätztes Ionisationskontinuum deuten läßt. Da die Ionisationsenergie⁵⁷ für CV sehr hoch ist, müßte deshalb das Ionisationskontinuum schon sehr viel höher sein, um die hohe Absorption durch CIV zu beseitigen⁵⁸.

Aus diesen Gründen untersuchte ich die Abhängigkeit dieser starken Linie von der Kohlenstoffhäufigkeit insgesamt, indem ich nur diese systematisch, bis auf einen Faktor 20 Unterhäufigkeit, verkleinerte. Dabei zeigte es sich (ohne Abbildungen), daß

- a) die Stärke der CIII-Linien nur schwach variierte
- b) die Stärke der CIV-Linie $\lambda 1549 \text{ \AA}$ ständig kleiner wurde, bis bei 1/20 des Startwertes die Linie schwächer als die Beobachtung war, d.h. der Emissionsflügel in

⁵³ohne Abbildung

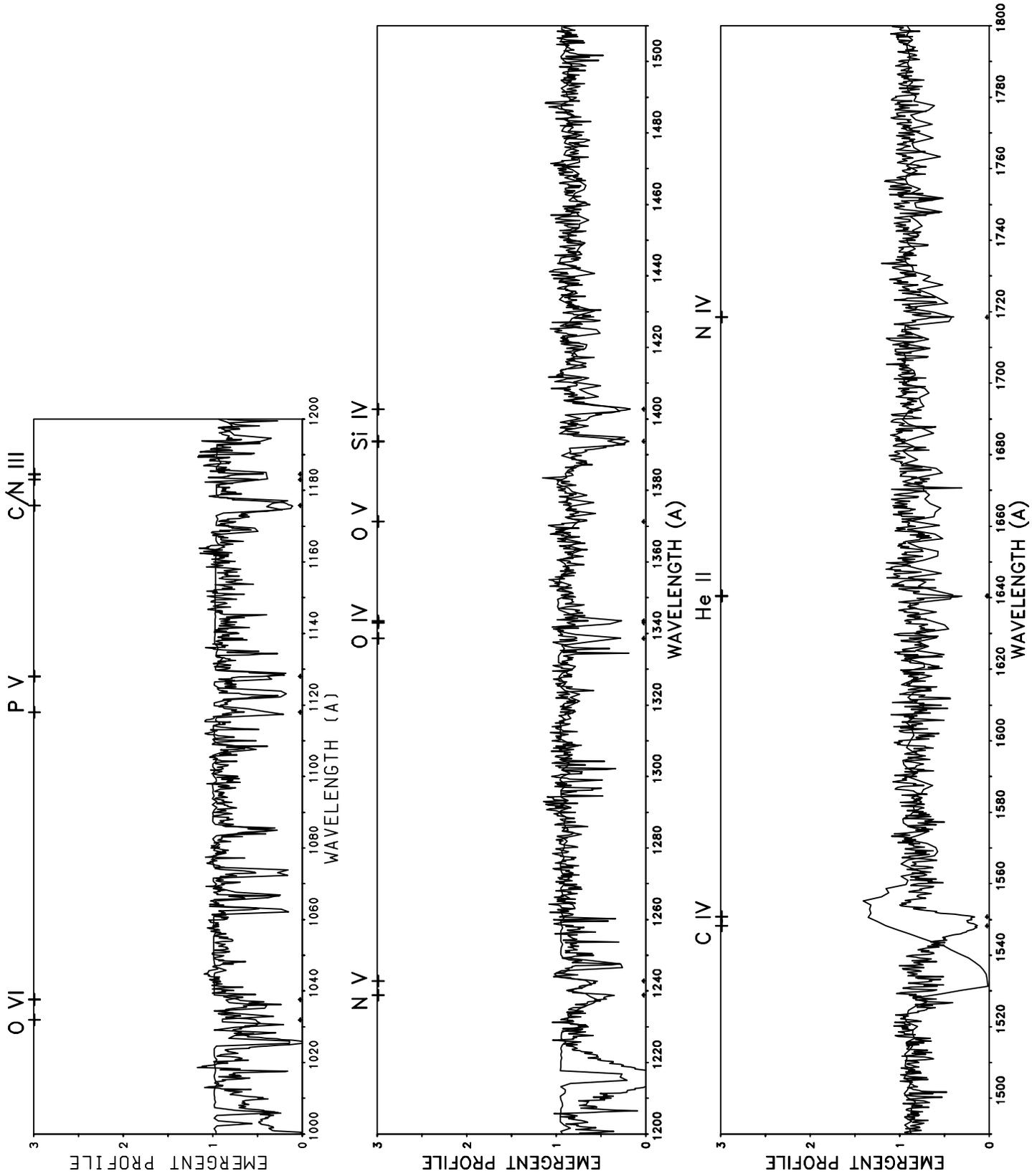
⁵⁴wiederum im IUE- bzw. Kopernikus-Bereich

⁵⁵Superionisation

⁵⁶dies läßt darauf schließen, daß diese Ionisationsstufe richtig besetzt ist

⁵⁷ 392 eV

⁵⁸unwahrscheinlich, wegen der Güte von NIV, NV, PV Linien



etwa auf Kontinuumsniveau lag. Die Äquivalentbreite der Linie war dann aber im Vergleich zur Beobachtung zu schwach.

Die Verringerung der Kohlenstoffhäufigkeit um den Faktor 20 bedeutet bei unseren Startwerten aber eine Unterhäufigkeit von $1/30$ gegenüber den solaren Werten. Neuere Arbeiten, Schönberner et al. (1988) oder Kilian (1991), zeigen für τ -Scorpii aus optischen Linien jedoch nur eine Kohlenstoffunterhäufigkeit von $1/3$ gegenüber den solaren Werten.

Eine Möglichkeit zur Lösung dieses Problems wird in der Arbeit von Springmann (1991) gegeben. Springmann zeigte, daß in einem mehrkomponentigem Plasma Driftgeschwindigkeiten von Ionen gegenüber dem Restplasma auftreten können, die ab einem Punkt größer als die Entweichgeschwindigkeit sind. Von diesem „Durchbruchpunkt“ an entkoppeln die entsprechenden Ionen vom Restplasma und tragen unter anderem nicht mehr zur Opazität bei. Für ein Modell mit genau den gleichen Parametern wie unser Modell E, wird dieser Durchbruchpunkt schon bei weniger⁵⁹ als der Hälfte der Endgeschwindigkeit erreicht. Das ist eine zufriedenstellende Erklärung für unser Problem, da man die Bereiche, bei denen z.B. der Absorptionstrog⁶⁰ von CIV $\lambda 1549$ Å in unserer Modellrechnung gebildet wird, aus dem Modellspektrum⁶¹ eindeutig mit Geschwindigkeiten $v > v_{\infty}/2$ identifizieren kann. Auf der anderen Seite bedeutet dieses Ergebnis die unvollständige Beschreibung unseres Modellansatzes für τ -Scorpii.

Eine Erklärung, warum dieser Effekt nur bei CIV und nicht etwa bei den starken Resonanzlinien wie NV oder OVI vorkommt, liegt darin, daß wegen des hohen Ionisationspotentials von CV, tatsächlich CIV die Hauptionisationsstufe bis zu großen Sternradien bleibt. NIII, NIV, NV und OIV, OV, OVI Besetzungszahlen können wegen der vergleichsweise niedrigen Ionisationspotentiale⁶² feiner und gleichmäßiger auf mehrere Ionisationsstufen verteilt werden. Daß dies der Fall ist, sieht man daran, daß eigentlich alle Linien der Ionisationsstufen von NIII, NIV, NV, OIV, OV, OVI etwas zu stark sind. Wenn dieser Effekt generell zum Tragen kommt, so findet er wegen der „gemäßigten“ Besetzung in äußeren Schichten keine nennenswerte Opazität mehr vor.

Temperaturschichtung im Vergleich mit Drew

Der Temperaturverlauf des Unified-Metallmodell D hat einen starken Knick durch Gasexpansion und Linienkühlung am sonischen Punkt. Im Vergleich mit entsprechenden Hauptreihen-Modellen (Tabelle 5.7) von Drew (1989) ist die Massenverlustrate von Modell D aber zu niedrig. Ein Modell E, mit den gleichen Parametern wie das erste Modell aus Tabelle 5.7, zeigt im Prinzip dieselben Merkmale auf, die schon bei ζ -Puppis zu

⁵⁹ $v = 1225$ km/s

⁶⁰ Gleiches gilt für den Emissionsteil

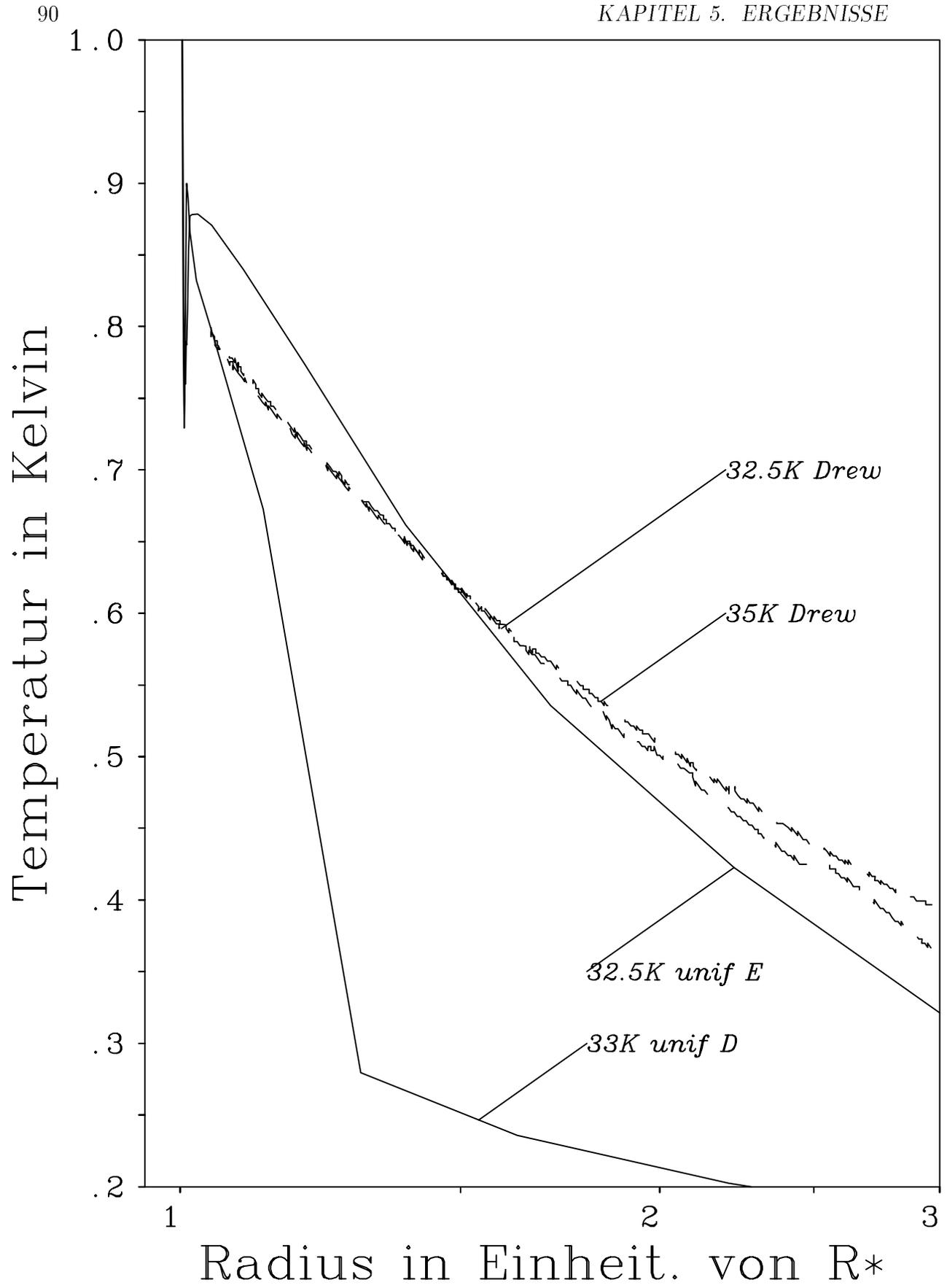
⁶¹ DOPPLER-Verschiebung

⁶² in empfindlicher Abhängigkeit vom ionisierenden Strahlungsstrom

Spektralkl.	T_{eff}	L/L_{\odot}	R/R_{\odot}	$\log g$	$\dot{M}(M_{\odot}\text{Jahr})$	v_{∞} km/s
O9 V	32500 K	$7.5 * 10^4$	8.5	3.8	$4.5 * 10^{-8}$	3200.0
O8 V	35000 K	$1.0 * 10^5$	8.5	4.0	$7.5 * 10^{-8}$	3200.0

Tabelle 5.7: „Hauptreihen“-Modelle aus Drew (1989).

den systematischen Unterschieden in der Temperaturschichtung geführt haben (Abbildung 5.23). Man findet neben dem Gebiet der typischen Linienheizung, das — wegen des steilen Geschwindigkeitsfeldes rascher einsetzende — Gebiet der Linienkühlung. Die adiabatische Kühlrate ist, wie schon Springmann (1991) abschätzte, entscheidend für den äußeren Bereich der Atmosphäre. Die Überschätzung der Temperatur durch das erste Modell aus Tabelle 5.7, gegenüber der vollständigen Rechnung von Modell E, wirkt sich damit nicht so stark aus.



III Ionisationsrechnungen für Gasnebel um heiße Sterne

III-A Zanstra - Diskrepanz

Die am häufigsten benützte und zugleich älteste Methode, Effektivtemperaturen von Zentralsternen Planetarischer Nebel (**ZPN**) zu bestimmen, ist zuerst von Zanstra (1931) vorgeschlagen worden und wurde später von Harmann und Seaton (1966) weiterentwickelt. Die gemessenen Flüsse aus den Nebel - Emissionslinien⁶³ werden mit Hilfe einfacher Rekombinationstheorie⁶⁴ in eine Anzahl ionisierender Wasserstoff LYMAN- bzw. Helium LYMAN- Photonen umgerechnet. Zusammen mit dem Fluß im Optischen, erhält man auf diese Weise ein sehr Temperaturempfindliches Maß⁶⁵ der gesamten kontinuierlichen Energieverteilung von ZPN, was umgerechnet in Temperaturwerte gewöhnlich mit $T_Z(\text{H})$ bzw. $T_Z(\text{He II})$ bezeichnet wird.

Bereits in der Veröffentlichung von Zanstra (1931) ist ein ZPN⁶⁶ aufgeführt, bei dem die obige Methode versagt. Später stellte man fest, daß in vielen Fällen die „ZANSTRA-Diskrepanz“⁶⁷ auftritt, bei der $T_Z(\text{He II}) \gg T_Z(\text{H})$ gemessen wird.

Die meisten in der Literatur angegebenen ZANSTRA-Temperaturen sind mittels Schwarzkörperstrahlung als stellare Energieverteilung berechnet. Aus diesem Grunde kann man die ZANSTRA-Diskrepanz einer (oder beiden) der nachfolgenden Ursachen zuordnen:

- a) Der Nebel ist dick im HeII LYMAN-Kontinuum, absorbiert aber nicht alle H LYMAN-Photonen. Dann ist $T_Z(\text{H})$ ein unteres Limit für die Effektivtemperatur; $T_Z(\text{He II})$ kommt aber näher an die Beobachtung.
- b) Die stellare Energieverteilung zeigt einen starken Exzess an ionisierenden He^+ Photonen gegenüber der Schwarzkörperrechnung. Dies bedingt, daß ein mit Schwarzkörperrechnung erzielt $T_Z(\text{He II})$ zu hoch ist und man realistische Modellatmosphären benötigt, welche diesen Exzess aufweisen sollten. Für die hohen Effektivtemperaturen von Zentralsternen bedeutet dies die Benutzung von NLTE-Modellen.

Mit der Berechnung der ersten NLTE-Modelle wurde klar, daß pp-Standardmodelle die Diskrepanz nur noch vergrößern⁶⁸, da sie bei 228 Å eine tiefe Absorptionskante

⁶³H β oder He II 4686

⁶⁴siehe Osterbrock (1974)

⁶⁵im Prinzip die Farbtemperatur des fernen UV; „H - ZANSTRA“ bzw. „He II - ZANSTRA“ Temperaturen

⁶⁶NGC 7009

⁶⁷Eine Übersicht hierzu findet man in Kaler (1989)

⁶⁸bis auf einen schmalen Bereich im HERTZSPRUNG-RUSSELL Diagramm; siehe Husfeld et al. (1984)

zeigen⁶⁹. Eine Möglichkeit zur unabhängigen Überprüfung bieten solche ZPN, deren T_{eff} durch eine Spektralanalyse (Standardverfahren) bestimmt wurde⁷⁰. Da diese Analyse aufgrund der Verwendung von strategischen, photosphärischen Spektrallinien für die meisten Objekte verlässliche Werte von T_{eff} , $\log g$, und photosphärischer He-Häufigkeit liefert, kann man die spektroskopischen Effektivtemperaturen mit den ZANSTRA-Temperaturen⁷¹ vergleichen. Als Ergebnis findet man, daß folgende Ungleichung gilt:

$$T_Z(\text{H}) < T_{\text{eff}} < T_Z(\text{He II}) \quad (5.8)$$

Das heißt, daß beide Argumente a), b) zu einem gewissen Teil beitragen. Obwohl man nun für einige Objekte sehr genaue Vorstellungen von den zugrundeliegenden Sternparametern hat, bleibt die ZANSTRA-Diskrepanz für die Modelle doch bestehen. Dies besagt im wesentlichen, daß planparallele NLTE Standardmodelle nicht genügend XUV- Strahlungsstrom liefern.

He II - Effekt für Unified-Modelle

Wie schon auf Seite 73 vorgestellt wird, hat das Unified-Standardmodell für ζ -Puppis im Ionisationskontinuum des He II Grundzustandes einen deutlich erhöhten Fluß im Vergleich zum pp-Standardmodell⁷².

Diesem Verhalten liegt die drastischen Unterbevölkerung (Abbildung 5.24) dieses Atomniveaus zugrunde, wie sie durch die kombinierte Wirkung von Geschwindigkeitsfeld und induzierendem Strahlungsfeld ($> 228 \text{ \AA}$) zustande kommt. Dies geschieht in einem Bereich der Atmosphäre, in dem dann das kurzwellige Ionisationskontinuum optisch dünn wird. Die „Depopulation“ wird bewirkt durch die Störung der sonst gesättigten Resonanzlinie vom Grundzustand auf das erste angeregte Niveau, aufgrund hoher Strahlungstemperaturen⁷³ im angrenzenden, optisch dünnen, langwelligen Kontinuum (eine eingehende Analyse mit den dazugehörigen Rechnungen findet man im Anhang von Gabler et al. (1989)). Zu beachten ist, daß, wegen des fehlenden „line-blanketing“ im UV⁷⁴, dieser Effekt bei den Unified-Standardmodellen überbewertet wird.

Modellgitter von ZPN

In welchem Maße dieser Effekt bei Zentralsternen zum Tragen kommt, soll nun untersucht werden. Zum Zwecke eines systematischen Vergleichs — ohne dabei für jedes Objekt die vollständigen Windrechnungen durchführen zu müssen — wurde auf

⁶⁹siehe auch die Diskussion bei Heap (1977); $T_Z(\text{H})$ ist bei diesen Modellen mehr oder weniger wie bei Schwarzkörperrechnungen

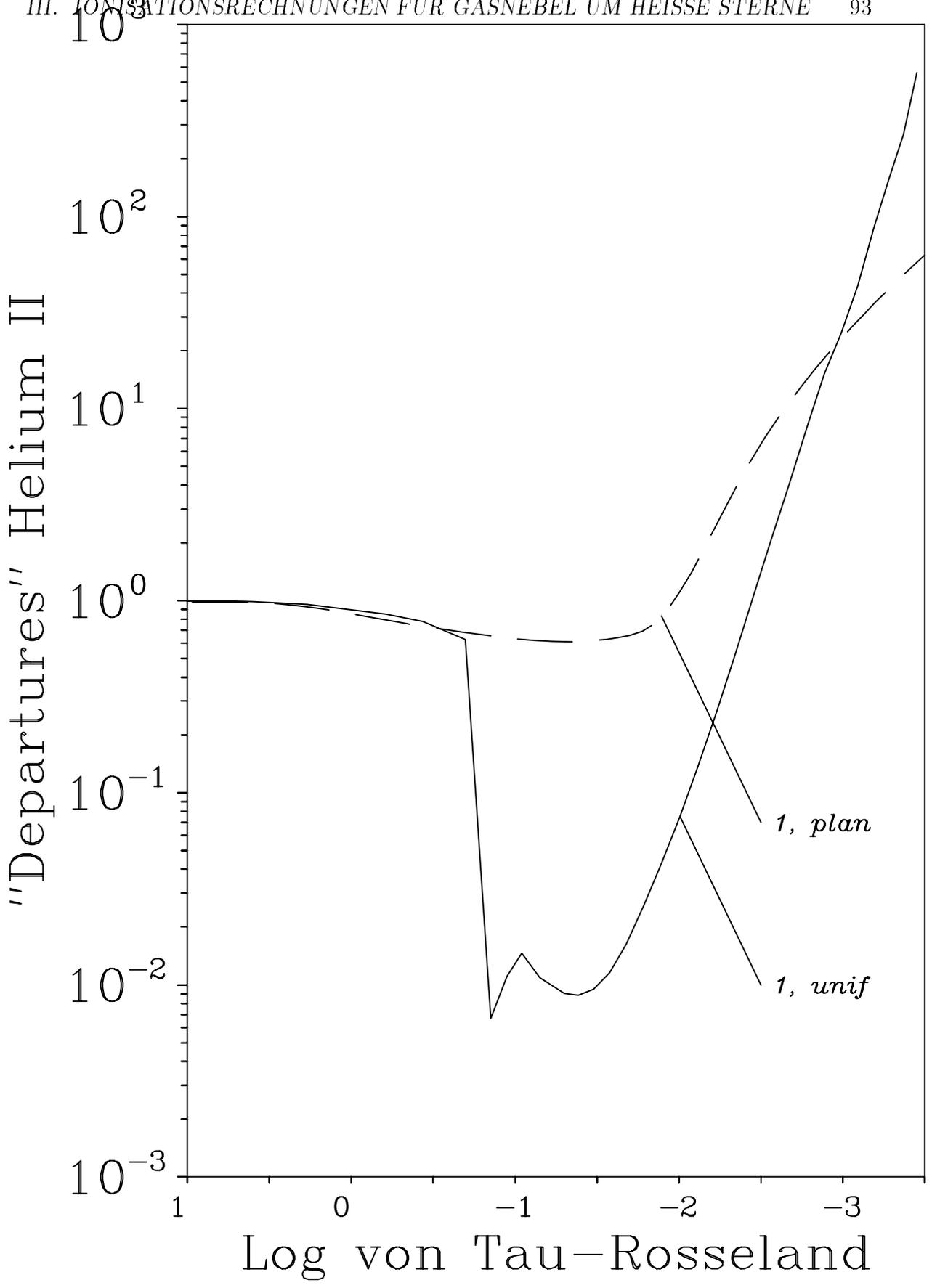
⁷⁰Méndez et al. (1988a), Méndez et al. (1988b), Méndez et al. (1990), Mc Carthy et al. (1990)

⁷¹Kaler (1989), Kudritzki und Méndez (1989)

⁷²siehe Abbildung 5.13

⁷³höher als die Elektronentemperatur im Entstehungsbereich des Kontinuums

⁷⁴resultiert in niedrigeren Strahlungstemperaturen in diesem Frequenzband



T_{eff}	$\log g$	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}	Z_{HeII}	T_{eff}	$\log g$	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}	Z_{HeII}
40000	3.45	2.77	.788	14.70	50000	3.85	1.74	.78	23.24
	3.5	2.55	.750	21.78		3.9	1.60	.740	23.34
	3.6	2.17	.685	22.48		4.0	1.365	.680	23.45
	3.7	1.87	.637	22.51		4.1	1.17	.631	23.88
	4.0	1.25	.573	22.80		4.2	1.02	.602	23.94
	4.4	0.765	.536	22.47		4.4	0.79	.572	24.01
						4.8	0.482	.536	23.85
70000	4.45	0.863	.766	25.60	80000	4.65	0.696	.79	26.26
	4.5	0.797	.733	25.29		4.7	0.643	.757	26.17
	4.6	0.681	.673	24.26		4.8	0.549	.694	25.95
	4.7	0.585	.627	24.23		5.0	0.409	.610	25.17
	5.0	0.397	.575	24.27		5.2	0.317	.582	24.61
	5.45	0.229	.540	24.39		5.5	0.220	.558	24.52
						5.9	0.136	.533	24.43
100000	5.05	0.438	.785	26.85					
	5.1	0.405	.755	26.81					
	5.3	0.298	.648	26.66					
	5.7	0.178	.577	26.28					
	6.0	0.124	.557	25.87					
	6.2	0.097	.546	25.60					

Tabelle 5.8: Modellgitter von Unified-Standardmodellen und berechnete „Zanstraten“

die selbstkonsistente Bestimmung der „Windparameter“ verzichtet und die Werte der „force multiplier parameter“⁷⁵

$$k = 0.053, \alpha = 0.703, \delta = 0.052$$

global für alle Modelle im Gitter verwandt⁷⁶. Tabelle 5.8 zeigt die Basisparameter unseres Modellgitters⁷⁷.

Für die Schwerebeschleunigungen und Radien benützten wir die Sternentwicklungs-Rechnungen für wasserstoffbrennende post-AGB Sterne⁷⁸ und extrahierten die Werte aus deren Masse-Leuchtkraft Relationen bei der gewünschten Effektivtemperatur. Bei

⁷⁵bestimmt für ζ -Puppis

⁷⁶Vor- und Nachteile dieses Verfahrens werden in Pauldrach et al. (1988) diskutiert

⁷⁷bei allen Modellen wird „normale“ Heliumhäufigkeit (0.09 in dem Besetzungszahlenverhältnis) angenommen

⁷⁸Schönberner (1989) und Wood und Faulkner (1986); daß die letztgenannten Autoren eigentlich Entwicklungswege für He-Brenner angeben wird hier ignoriert, da jene ziemlich ähnlich verlaufen

fester Effektivtemperatur reicht dann der Bereich der Schwerebeschleunigung von hohen bis zu kleinen, nahe dem EDDINGTON-limit liegenden Werten und überdeckt damit den Beobachtungsbereich⁷⁹.

Vergleich zwischen beobachteten und berechneten He II- „ZANSTRA-Raten“

Die „HeII-ZANSTRA-Rate“, definiert als:

$$Z_{\text{HeII}} = \log \frac{\text{Zahl der ionisierenden He}^+ \text{ - Photonen (cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)}}{\text{Stell. Kontinuums Fluß bei 5480 \AA (erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}\text{)}} \quad (5.9)$$

wird bestimmt durch die Messungen des Flußes, sowohl in der HeII 4686 Nebemissionslinie als auch im stellaren Kontinuum bei 5480 Å. Abbildung 5.25 zeigt nun die Werte von Z_{HeII} der Unified-Standardmodelle (Tabelle 5.8) zusammen mit Schwarzkörperrechnungen und pp-Standardmodellen⁸⁰ im selben Parameterbereich.

Verfolgt man zusätzlich noch den Verlauf von Z_{HeII} für Modelle, die genau auf den Entwicklungswegen (Abbildung 5.26) liegen⁸¹, so sieht man die enormen Unterschiede (bis zu einem Faktor 10^3 mehr HeII- Photonen) zwischen den Modellansätzen vor allem im unteren Effektivtemperaturbereich.

Der starke Abfall in Abbildung 5.25 für $T_{\text{eff}} = 40000$ K und kleiner Schwerebeschleunigung im Unified-Model ist auf den Umstand zurückzuführen, daß hier bei Strahlungsdruck getriebenen Atmosphären nahe dem EDDINGTON-limit sehr dichte und langsame Winde auftreten. Trotz des HeII Grundzustand Effektes um den sonischen Punkt, ist das HeII- Kontinuum außerhalb noch vollständig optisch dick. Das bedeutet gleichzeitig, daß ZPN mit ähnlichen Sternparametern erheblich unterschiedliche Z_{HeII} besitzen können. Auf der anderen Seite zeigen beide Abbildungen, daß Z_{HeII} kein eindeutiges Maß für die Effektivtemperatur ist, sondern eben sowohl von T_{eff} als auch von $\log g$ abhängt⁸².

Zum Vergleich mit der Beobachtung haben wir 11 Zentralsterne aus den photosphärischen Spektralanalysen von Méndez et al. (1988a), Mc Carthy et al. (1990), Méndez et al. (1990) entnommen, bei denen im umgebenden Nebel HeII 4686 gemessen wurde (siehe Tabelle 5.9).

Die „beobachtete“ Zanstra Rate Z_{HeII} erhält man durch:

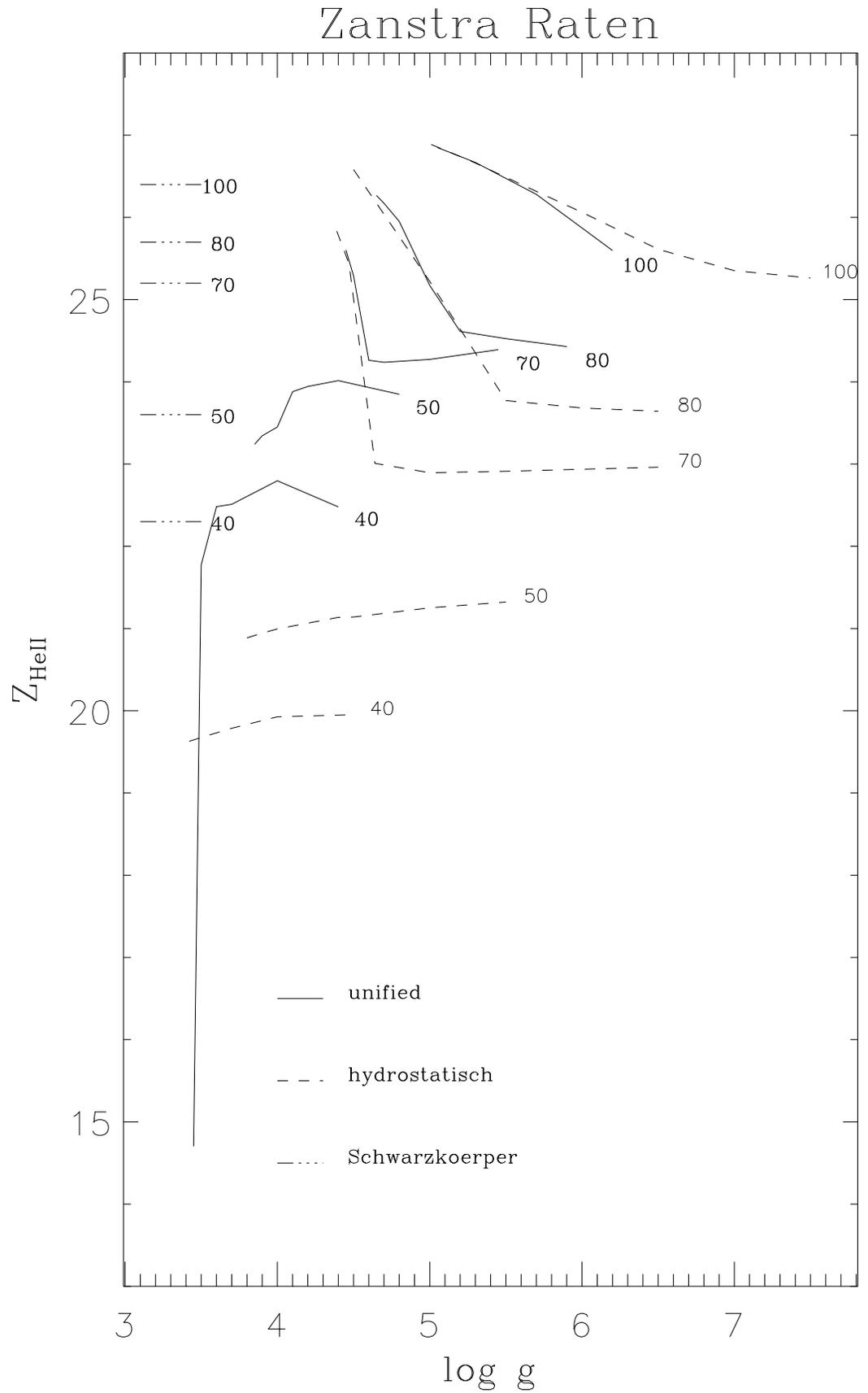
$$Z_{\text{HeII}}^{\text{beob.}} = 30.809 + \log F_{4686} + 0.4 V + 0.17 c + \log \left(\frac{\alpha_B (\text{He}^+)}{\alpha (4686)} \right) \quad (5.10)$$

⁷⁹Méndez et al. (1988a), Mc Carthy et al. (1990)

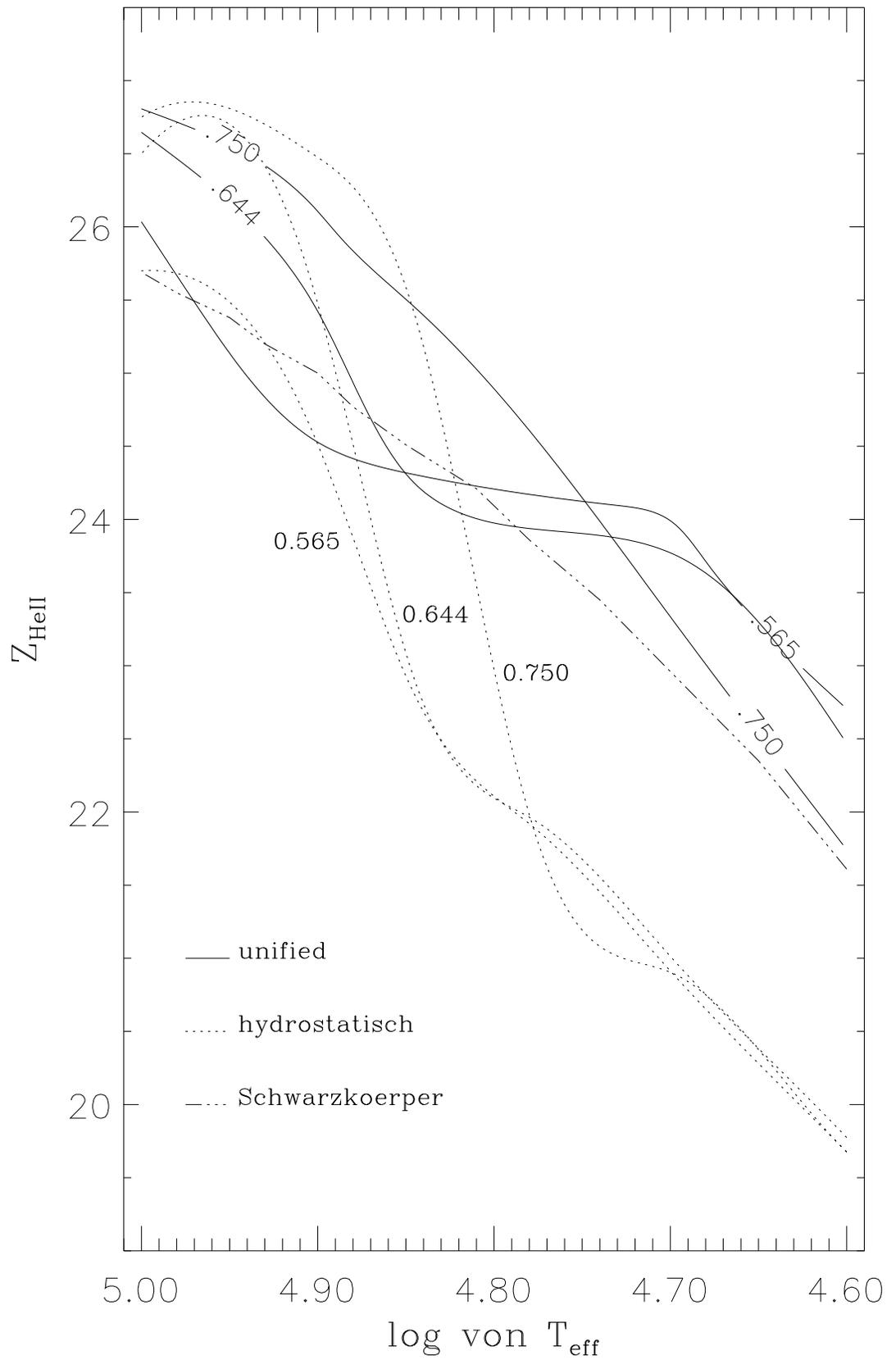
⁸⁰Clegg und Middlemass (1987), Méndez et al. (1988a)

⁸¹Schönberner (1989), Wood und Faulkner (1986); die Wege sind durch fast konstante Masse ausgezeichnet

⁸²siehe auch Husfeld et al. (1984), Clegg und Middlemass (1987)



Zanstra Raten fuer AGB-Entw.



Stern	T_{eff}	$\log g$	$Z^{beob.}$	Z^{unif}	$Z^{hydrost.}$	$Z^{Schwarzsk.}$
	(10^3)	(cgs)				
NGC-2392	47 ± 7	3.8 ± 0.2	25.2 ± 0.2	$22.95_{-0.8}^{+0.9}$	$20.6_{-0.8}^{+0.8}$	$23.3_{-1.1}^{+0.9}$
IC-3568	50 ± 5	4.0 ± 0.2	23.6 ± 0.2	$23.55_{-0.6}^{+0.3}$	$21.0_{-0.5}^{+0.5}$	$23.6_{-0.6}^{+0.5}$
IC-4637	50 ± 5	4.0 ± 0.2	23.3 ± 0.2	$23.55_{-0.6}^{+0.3}$	$21.0_{-0.5}^{+0.5}$	$23.6_{-0.6}^{+0.5}$
NGC-6210	50 ± 5	3.9 ± 0.2	25.0 ± 0.3	$23.40_{-0.7}^{+0.4}$	$21.0_{-0.5}^{+0.5}$	$23.6_{-0.6}^{+0.5}$
NGC-6891	50 ± 8	3.9 ± 0.2	24.1 ± 0.3	$23.40_{-1.0}^{+0.9}$	$21.0_{-0.8}^{+0.8}$	$23.6_{-0.6}^{+0.5}$
IC-2448	65 ± 5	4.8 ± 0.2	25.8 ± 0.2	$24.20_{-0.1}^{+0.1}$	$23.0_{-0.8}^{+1.2}$	$24.9_{-0.4}^{+0.6}$
NGC-1535	70 ± 5	4.6 ± 0.2	25.2 ± 0.2	$24.30_{-0.9}^{+1.9}$	$23.8_{-0.4}^{+2.3}$	$25.2_{-0.3}^{+0.3}$
NGC-3242	75 ± 5	4.7 ± 0.2	25.9 ± 0.2	$25.20_{-0.9}^{+1.2}$	$24.8_{-1.9}^{+1.4}$	$25.5_{-0.3}^{+0.2}$
NGC-1360	80 ± 5	5.4 ± 0.2	25.9 ± 0.2	$24.55_{-0.2}^{+0.8}$	$24.0_{-0.7}^{+1.6}$	$25.7_{-0.2}^{+0.2}$
NGC-4361	82 ± 5	5.5 ± 0.2	26.4 ± 0.2	$24.65_{-0.3}^{+0.9}$	$24.2_{-0.7}^{+1.4}$	$25.8_{-0.2}^{+0.2}$
NGC-7009	82 ± 10	4.8 ± 0.2	25.9 ± 0.2	$26.10_{-1.6}^{+0.8}$	$24.2_{-1.2}^{+1.8}$	$25.8_{-0.5}^{+0.3}$

Tabelle 5.9: Vergleich zwischen beobachteten und berechneten Zanstra Raten

F_{4686} ist der beobachtete Nebel- Fluß in He II 4686 (in $erg\ cm^{-2}s^{-1}$), V ist die scheinbare ZPN Helligkeit im Optischen, c ist die logarithmische Extinktion bei H_β und die α 's sind Rekombinationskoeffizienten⁸³.

Zusätzlich muß angemerkt werden, daß, wegen der Windemissionsauffüllung⁸⁴ von H_γ bei Objekten nahe am EDDINGTON-limit, dort die Schwerebeschleunigung (typischerweise $\Delta \log g = 0.1$ oder kleiner) aus den pp-Standardmodellen für Unified-Standardmodelle zu klein ist. Die entsprechenden Parameter der planparallelen Modelle wurden deshalb um einen solchen Betrag korrigiert.

Die auf diese Weise erhaltenen Z_{HeII} sind für Unified-Standardmodelle in Abbildung 5.28 und für pp-Standardmodelle in Abbildung 5.27 in Form eines „spektroskopischen“ HERTZSPRUNG-RUSSELL Diagramm⁸⁵ angelegt.

Aus den Abbildungen 5.28 und 5.27, zusammen mit Tabelle 5.8, kann man nun einen direkten Vergleich vornehmen (Tabelle 5.9). Die angegebenen Fehler für Z_{HeII} sind die umgerechneten Unsicherheiten in T_{eff} bzw. $\log g$ aus der Spektralanalyse.

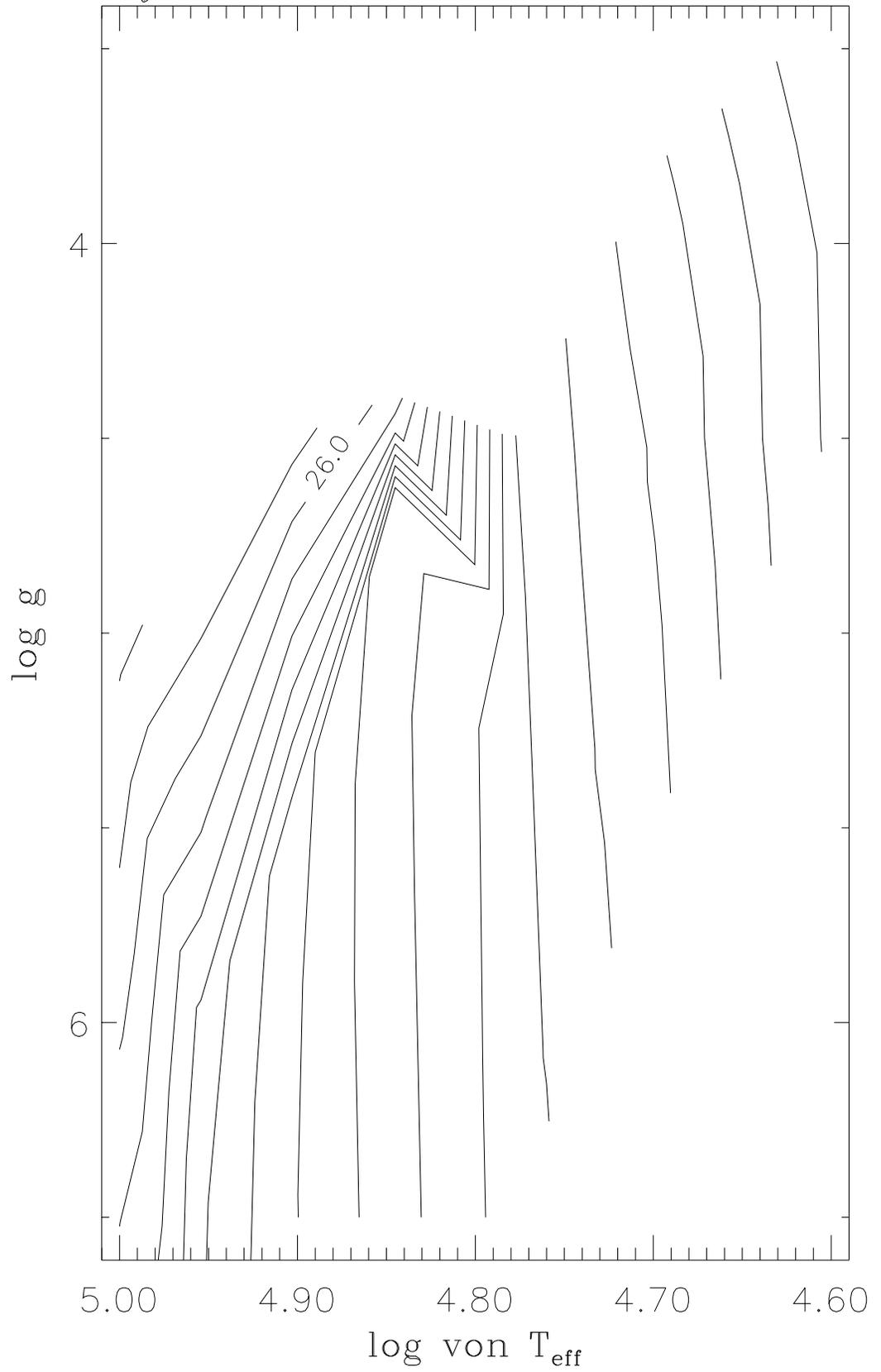
Die Abbildungen 5.29, 5.30 fassen die Ergebnisse aus diesem Vergleich in anschaulicher Weise zusammen. Speziell bei kühleren Objekten wie IC 3568, IC 4637 und NGC 6891, für welche planparallele Rechnungen viel zu geringe Z_{HeII} Vorhersagen bieten, erhält man durch den Einsatz von Unified-Standardmodellen eine wesentliche Verbesserung. Trotzdem bleiben noch Sterne (NGC 2392 und 6210), für die die Steigerung an EUV-Fluß durch Unified-Modelle unzureichend ist, um die aus He II 4686 abgeleiteten stellaren Flüsse zu reproduzieren. Für die heißen Objekte findet man folgende Situation

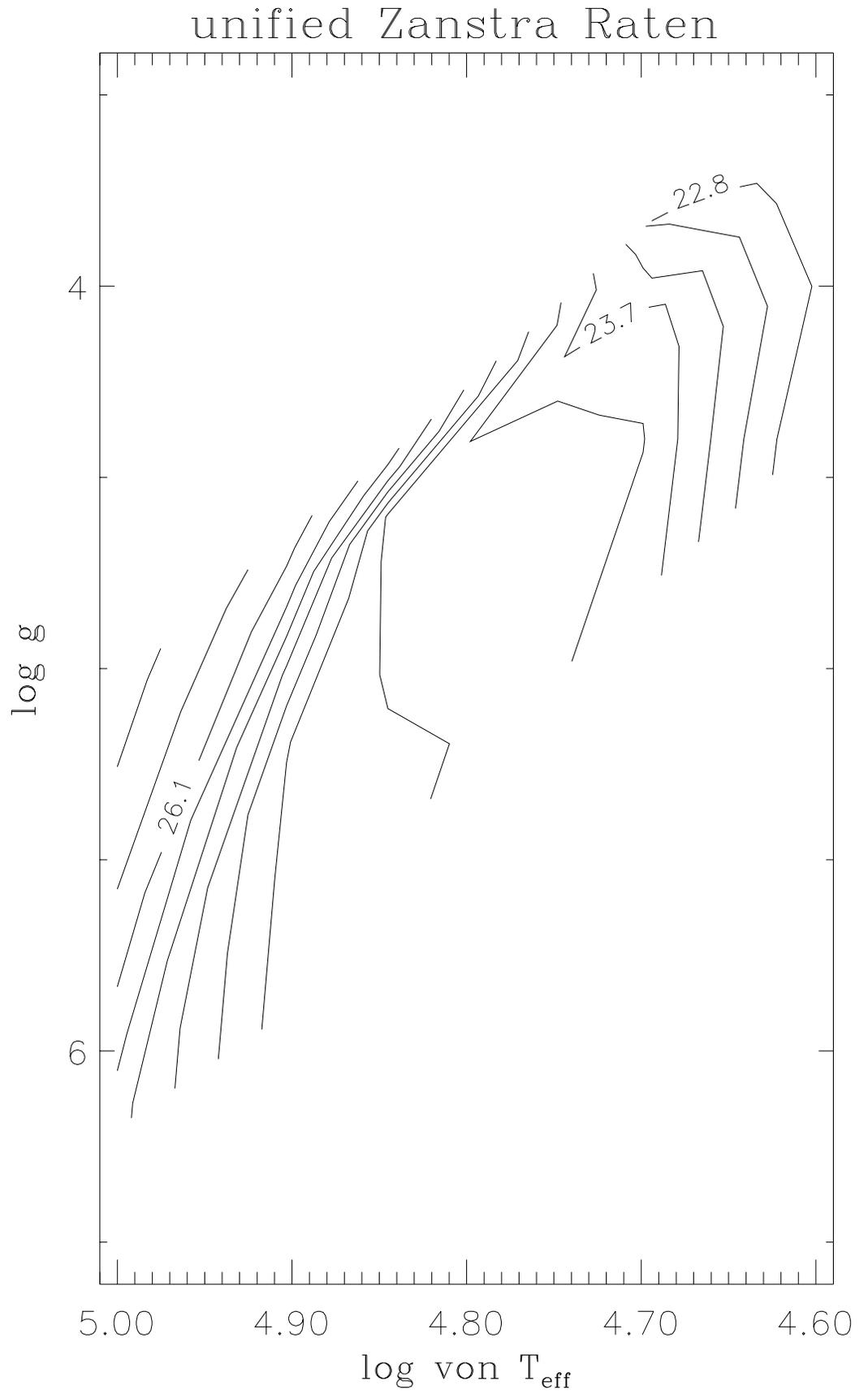
⁸³aus Brocklehurst (1971) und Osterbrock (1974); die restlichen Beobachtungsdaten sind aus Méndez et al. (1991), Méndez und Kudritzki (1987)

⁸⁴siehe Seite 70

⁸⁵dasjenige Diagramm, in dem der Fit der Spektralanalyse ausgeführt wird

hydrostatische Zanstra Raten





vor:

Die Hälfte der Sterne (NGC 1535, 3242, 7009) kann durch Unified-Modelle gefittet werden⁸⁶; aber die Unterschiede zu planparallelen Modellen sind hier gering, gemäß dem Verhalten nahe am EDDINGTON-limit⁸⁷. Für die andere Hälfte der Objekte (IC 2448, NGC 1360, 4361) bleibt jedoch eine klare Diskrepanz bestehen und es stellt sich die Frage, ob, vom pragmatischen Standpunkt des Beobachters aus, der Einsatz einfacher Schwarzkörperrechnungen nicht genauso gut ist.

Die Abbildungen 5.30, 5.26 bestätigen, daß bis auf wenige Ausnahmen (NGC 2392, 6210) die Annahme eines Schwarzkörperstrahlers mit $T_{BB} = T_{\text{eff}}$ innerhalb der Fehlergrenzen gleich gute Werte liefert, wie die Unified-Modelle, welche doch in ihrer Physik wesentlich detaillierter sind. Abbildung 5.26 legt nahe, daß sogar für $40000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 50000 \text{ K}$ die simple Schwarzkörperemission eine vernünftige ad hoc Beschreibung für das Ergebnis des komplizierten He II- „Depopulation Effekts“⁸⁸ darstellt.

Da für heißere ZPN die He II- Opazität schwächer wird, weicht die Entstehungstiefe des He II Grundzustandskontinuums mehr in die Photosphäre zurück und der He II Effekt wird unbedeutender. Das bedeutet, daß Unified-Modelle nur noch kleinere Verbesserungen ergeben und nicht die volle Schwarzkörperemission erreichen. In extrem diskrepanten Fällen (NGC 1360, 4361) produzieren sie demgemäß auch zu wenig EUV-Fluß.

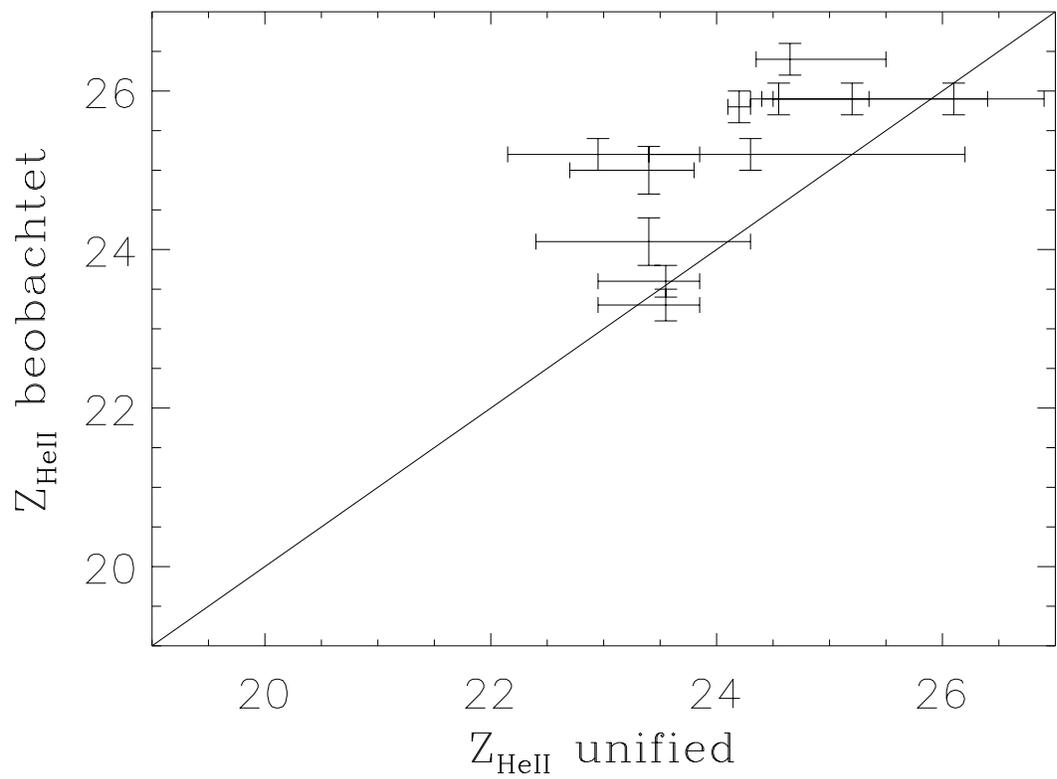
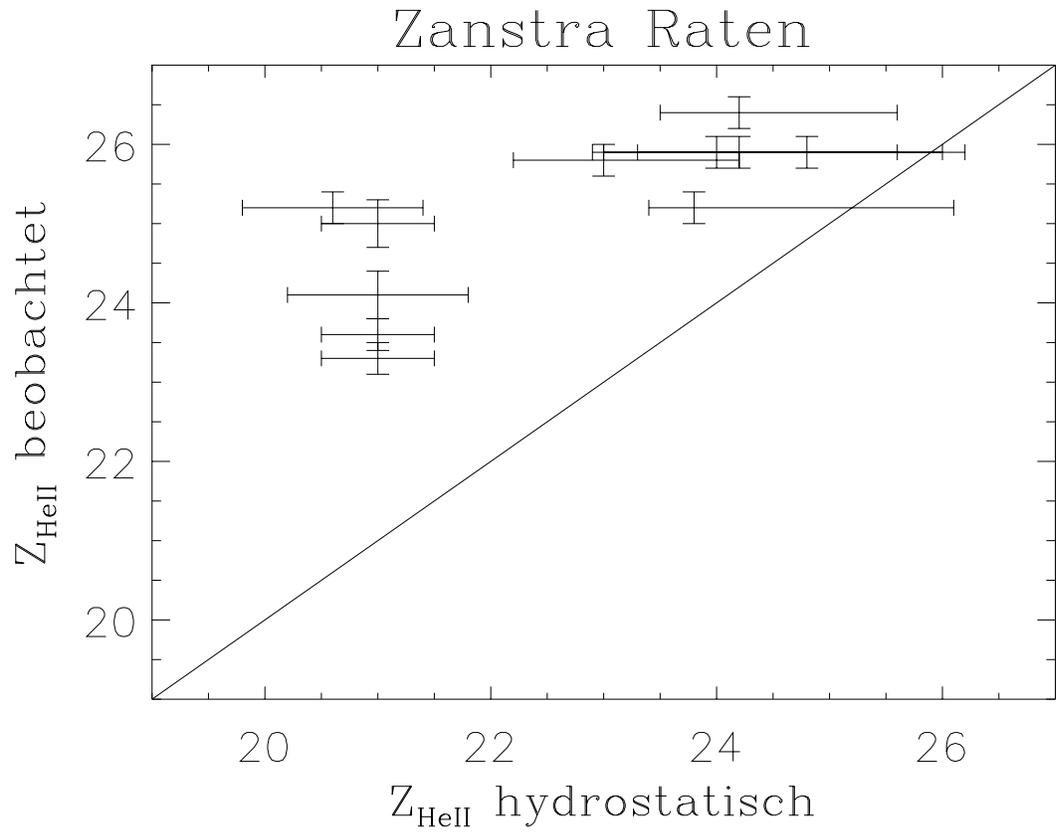
Um die Ursache der verbleibenden Diskrepanzen aufzuspüren, bleiben nicht mehr viele Möglichkeiten. Die ad hoc Festsetzung der „force multiplier parameter“ auf die Werte für ζ -Puppis ist sicherlich eine potentielle Fehlerquelle, vor allem für heißere Kandidaten. Auf der anderen Seite sind die Sterne mit den größten Abweichungen in allen Temperaturbereichen (NGC 2392, 6210, 4361) unserer Tabelle 5.9 anzutreffen; gleichzeitig wird ein heißes Objekt (NGC 7009) gut repräsentiert. Es ist nur schwer vorstellbar, daß deshalb ein Fehler von einem Faktor 10 durch diese Vernachlässigung begangen wird.

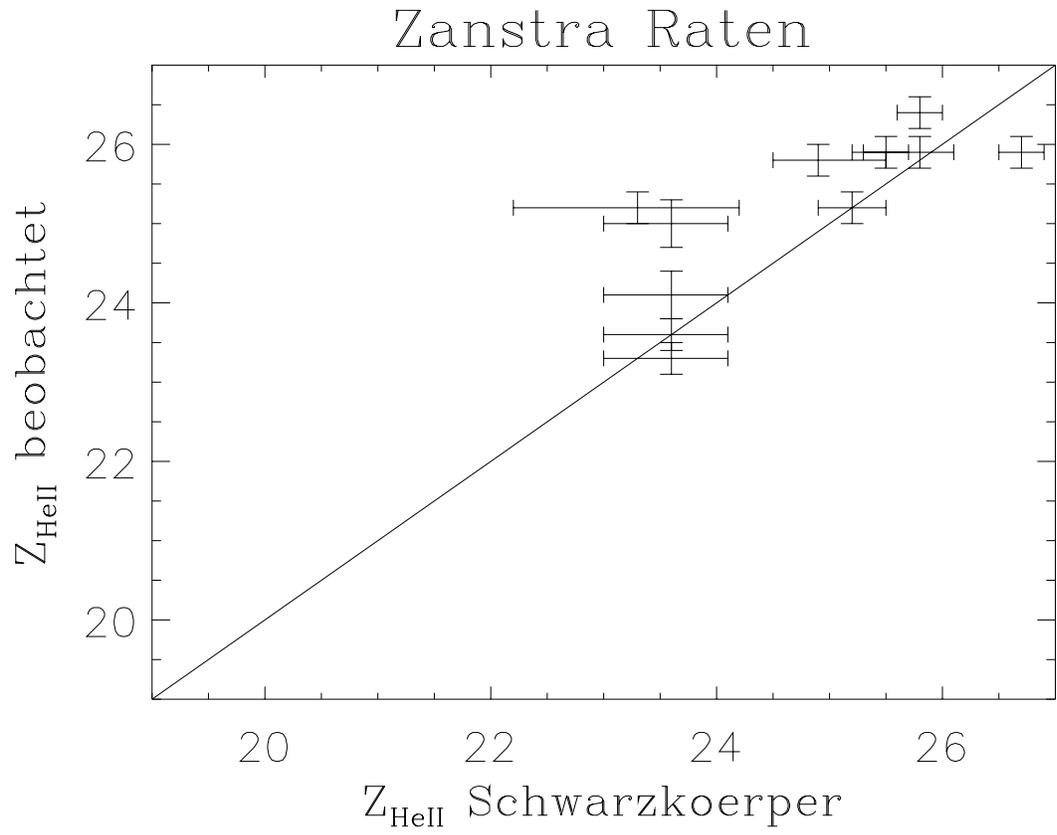
Eine Alternative ist die Beobachtung von Röntgenstrahlung in O-Stern Spektren. Durch Studien der Winde massiver O-Sterne weiß man, daß Instabilitäten in den Winden zu Schocks mit beobachtbarer Röntgenemissivität führen. Testrechnungen von Pauldrach et al. (1991) zeigen, daß diese Schocks auch einen signifikanten Anteil an EUV Photonen erzeugen können. Um diese Hypothese zu bekräftigen, ist natürlich ein genaues Studium der Windeigenschaften und des UV-Spektrums der Fälle mit den größten Abweichungen vonnöten. Sollte sich bestätigen, daß ein entscheidender Einfluß besteht, so liegt es nahe, daß dieser auch bei den nicht diskrepanten Objekten vorhanden ist. Wie auf Seite 92 schon bemerkt wurde, überschätzen Unified-Modelle des

⁸⁶wenigstens innerhalb der Fehlergrenzen

⁸⁷siehe zu diesem Effekt Husfeld et al. (1984)

⁸⁸verursacht durch eben das Abweichen vom LTE in expandierenden Atmosphären





fehlenden „metal line blanketing“ wegen den EUV-Fluß. Wieweit diese Überbewertung geht und ob sie eventuell durch obige Hypothese kompensiert werden kann, muß in zukünftigen Arbeiten geklärt werden.

III-B kontinuierliche Flußverteilungen bei ZPN

Mit dem in Tabelle 5.8 aufgeführten Gitter von ZPN-Modellen können wir eine systematische Gegenüberstellung der kontinuierlichen Energieverteilung vornehmen. Zu diesem Zweck tragen wir für einen festen Wert der Effektivtemperatur (Abbildung 5.31, Abbildung 5.32) sämtliche Modelle zu unterschiedlichem $\log g$ auf. Neben der bekannten Tatsache, daß für den ultravioletten und optischen Spektralbereich⁸⁹ Modelle mit verschiedenem $\log g$ nur schwer zu unterscheiden sind, und deshalb die Bestimmung von T_{eff} unter Zuhilfenahme gemessener Flußverteilungen in diesen Wellenlängenbereichen nicht eindeutig ist, gibt es bei Unified-Modellen charakteristische Unterschiede zu planparallelen Rechnungen:

Modelle mit dem kleinsten $\log g$ haben jeweils den größten Infrarotexzess. Diese Eigenschaft kommt durch die Nähe⁹⁰ zum EDDINGTON-limit von diesen Modellen zustande, da die höhere Winddichte eine verstärkte *frei-frei* Strahlung von Wasserstoff und Helium zur Folge hat. Gleichzeitig sind diese Modelle im FUV etwas flacher⁹¹. Besitzt man also neben der optischen Flußverteilung auch die Information der Infrarotmessung, so wird die Farbtemperaturbestimmung durch Unified-Modelle wieder eindeutig und brauchbar⁹².

Während die Realisierung dieses Konzeptes bei heißen Sternen ohne umhüllenden Nebel auf der Hand liegt, muß bei ZPN am Einzelobjekt entschieden werden. Whitelock (1985) präsentierte IRAS-Messungen von Planetarischen Nebeln im nahen Infrarot und räumte ein, daß heiße, helle ZPN im J-Band⁹³ sichtbar sind. Unsere Modelle zeigen aber den größten Effekt erst bei $10 - 100 \mu\text{m}$. Dies bedeutet, daß die Flußverteilung der Sterne überlagert wird von *frei-frei* Emission und Staubemission des Nebels. Ein Anwendungserfolg dieser Methode ist deshalb nur bei Objekten mit schwachem Nebel, die gleichzeitig nahe am EDDINGTON-limit liegen, zu erwarten.

Ein extremes Beispiel für NGC 2392

Eines der stark abweichenden Exemplare bezüglich der ZANSTRA- Diskrepanz war NGC 2392. Für diesen Stern haben wir außerhalb des Gitters ein gesondertes Modell

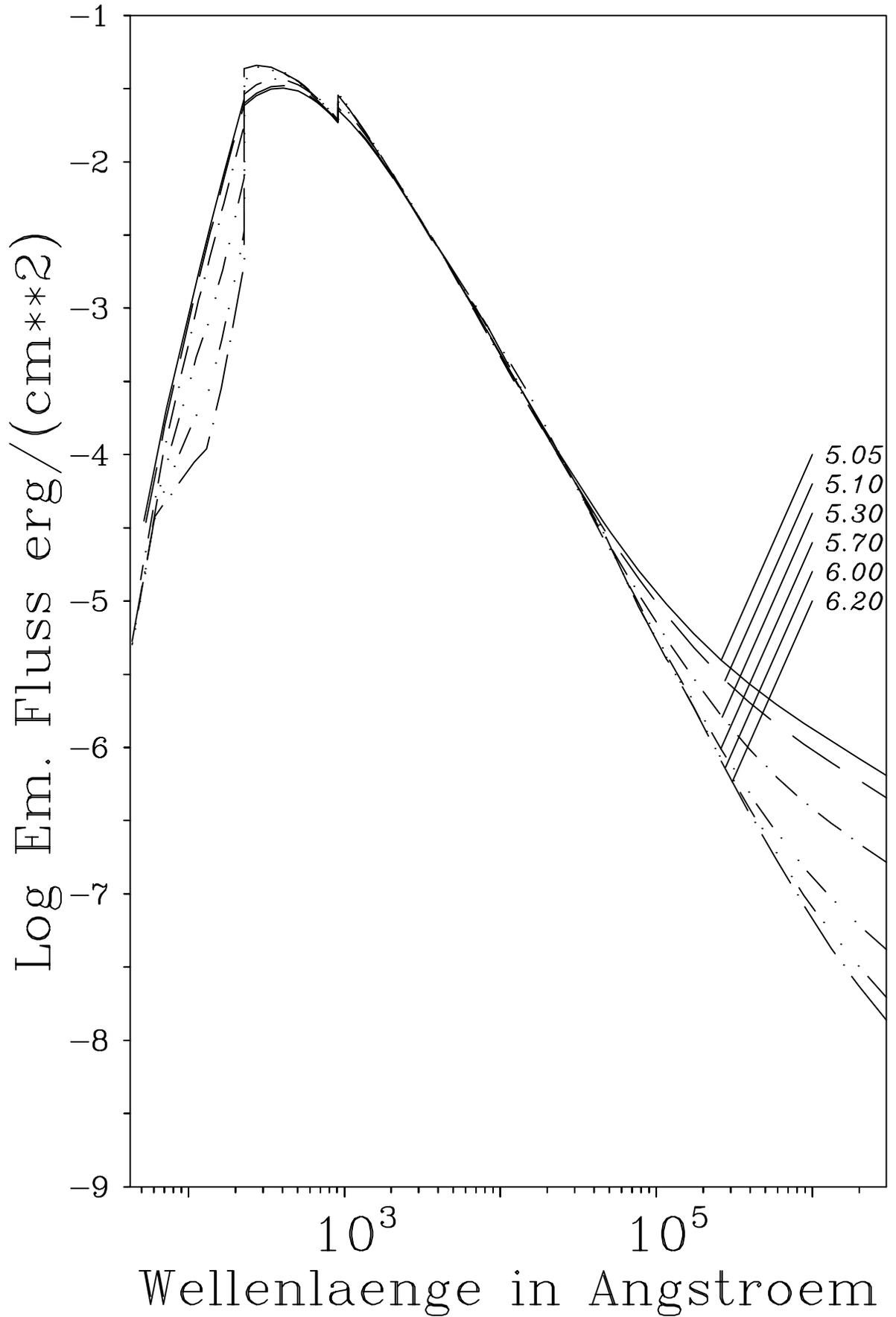
⁸⁹Abbott und Hummer (1985)

⁹⁰60%

⁹¹bis zu einem Faktor 2

⁹²planparallele Modelle zeigen diesen Infrarotexzess nicht

⁹³ $1.25 \mu\text{m}$



T_{eff}	$\log g$	R/R_{\odot}	$\dot{M}(M_{\odot}\text{Jahr})$	v_{∞} km/s	k	α	δ
50000	3.74	2.24	$1.1 * 10^{-6}$	493.	0.17	0.655	0.046

Tabelle 5.10: Modellparameter für NGC 2392.

berechnet, um die Problematik für Sterne nahe am EDDINGTON-limit aufzuzeigen. Die Stern-Parameter sind Tabelle 5.10 zu entnehmen. Die „force multiplier parameter“ sind aus der Arbeit Pauldrach et al. (1988) und gelten für ein Objekt mit optisch dicken He II Kontinuum. Lagen die extremsten Beispiele unseres Modellgitters bei ca. 60 % vom EDDINGTON-limit, so beträgt die Nähe für dieses Modell 73 %. Der Unterschied liegt nur in einer Verminderung der Schwerebeschleunigung um 0.1 dex. Welche Auswirkung das für die beobachtbaren Aspekte bedeutet, sollen die nachfolgenden Abbildungen zeigen.

Die kontinuierliche Flußverteilung (Abbildung 5.33) im Vergleich zwischen Unified-Standardmodell und pp-Standardmodell zeigt, daß die sphärische Rechnung ein erheblich flacheres Energiespektrum produziert, bei gleichzeitig sehr starkem Infrarotexzess. Dieser ist nun schon im J-Band deutlich angehoben⁹⁴. Auf der anderen Seite bedeutet die flachere Energieverteilung, daß man ein so beobachtetes Spektrum anhand von pp-Standardmodellen bei niedrigerer Effektivtemperatur eingeordnet hätte.

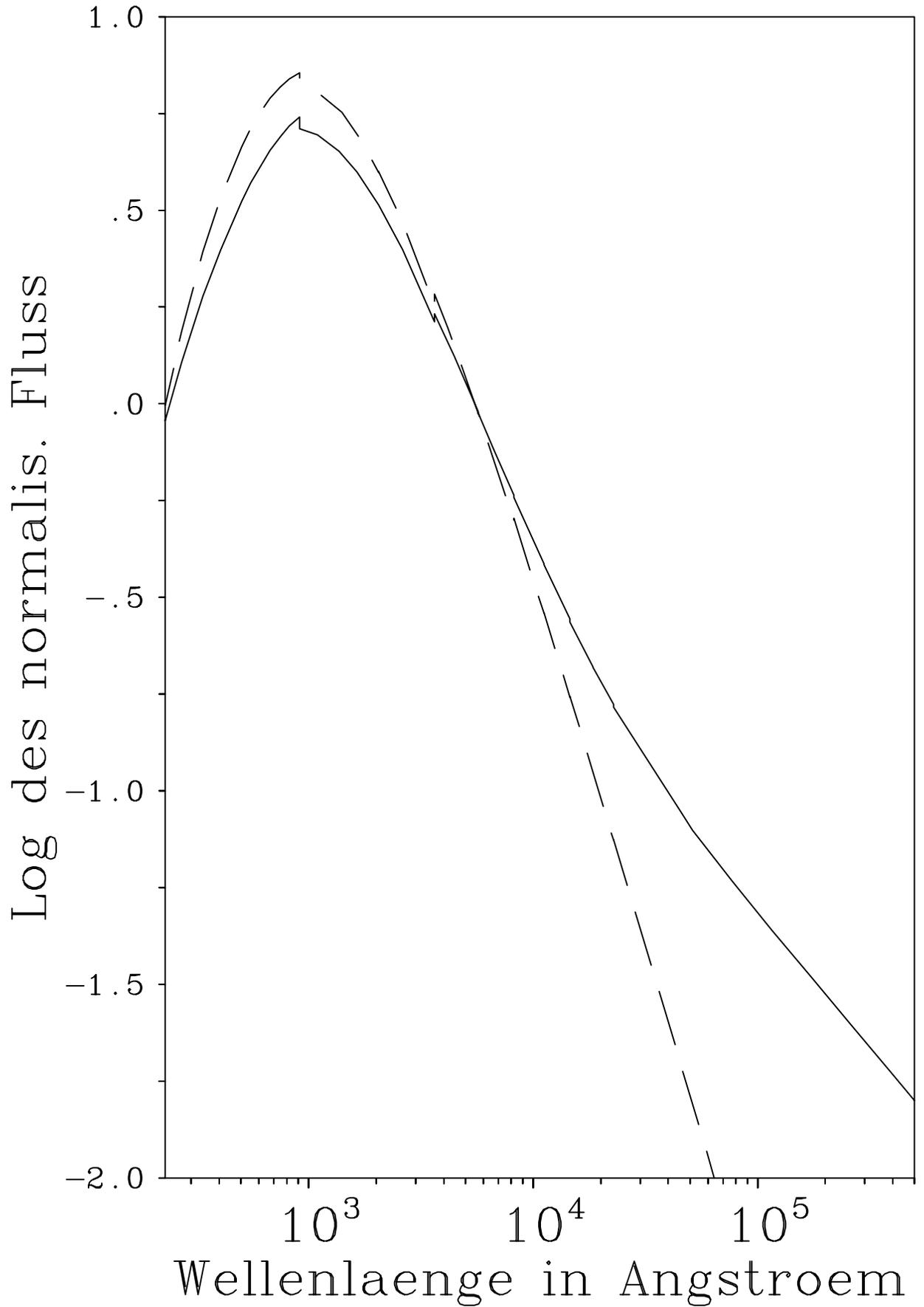
Auch die typischen Wasserstoff- und Helium- Linien dieses Modells zeigen deutliche Windeffekte (Abbildungen 5.34, 5.35). So sind die starken Windemissions Linien für planparallele Modelle nicht zu erklären. Angesichts der Auswirkungen auf Linien und Kontinua, je näher das EDDINGTON-limit rückt, stellt sich die Frage, wie weit die planparallele Analyse noch Gültigkeit hat⁹⁵. Für solche Objekte sollten Unified-Modelle der deutlich bessere Zugang sein.

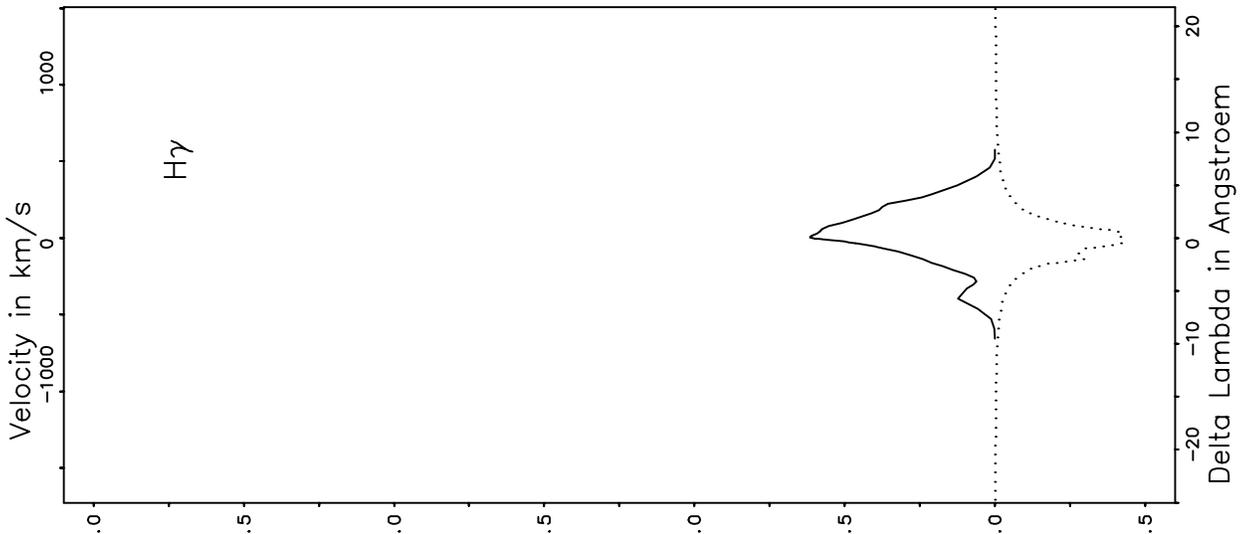
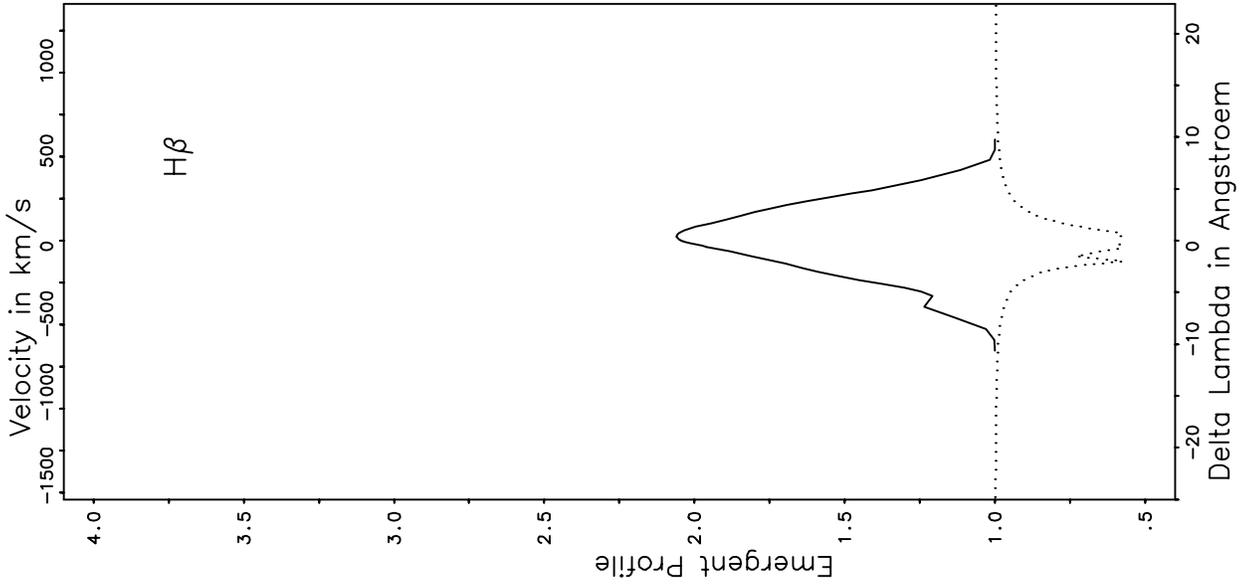
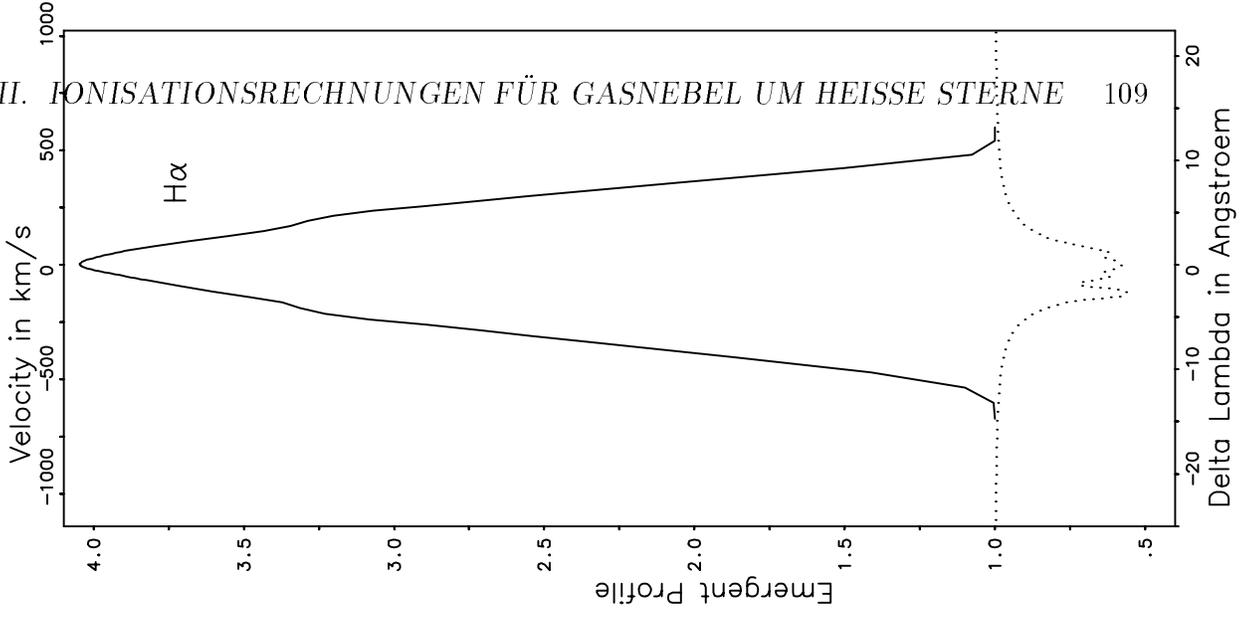
Für dieses spezielle Objekt (NGC 2392) darf aber nicht verschwiegen werden, daß bezüglich der He II ZANSTRA- Diskrepanz kein Fortschritt erzielt wird, da die hohe Winddichte⁹⁶ die Absorption ausgehend vom He II Grundzustand enorm verstärkt.

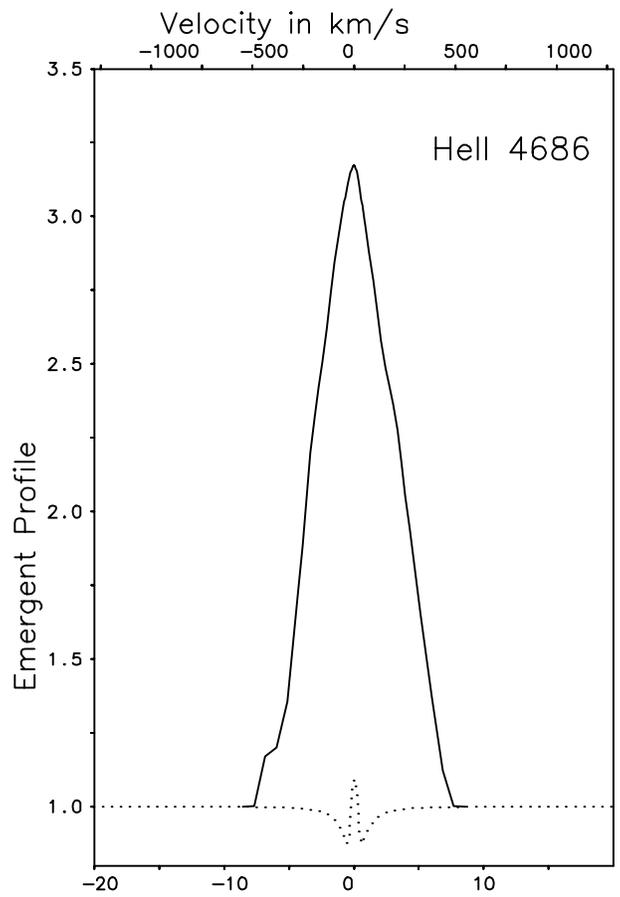
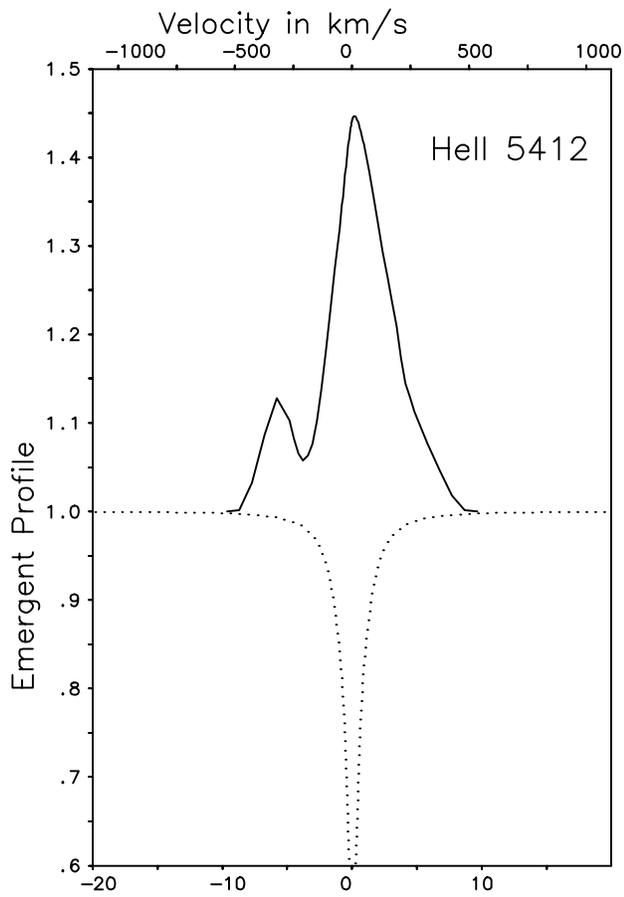
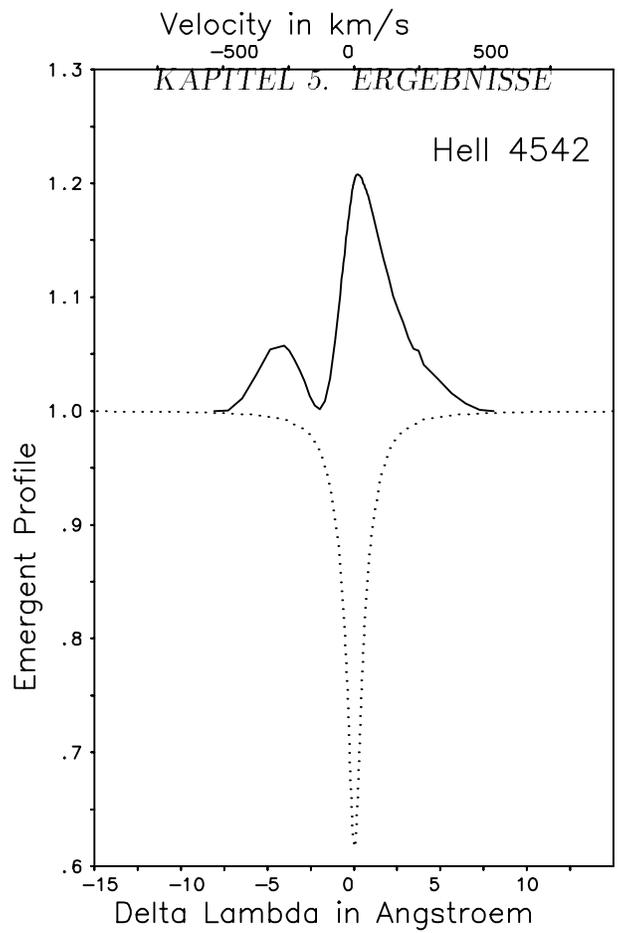
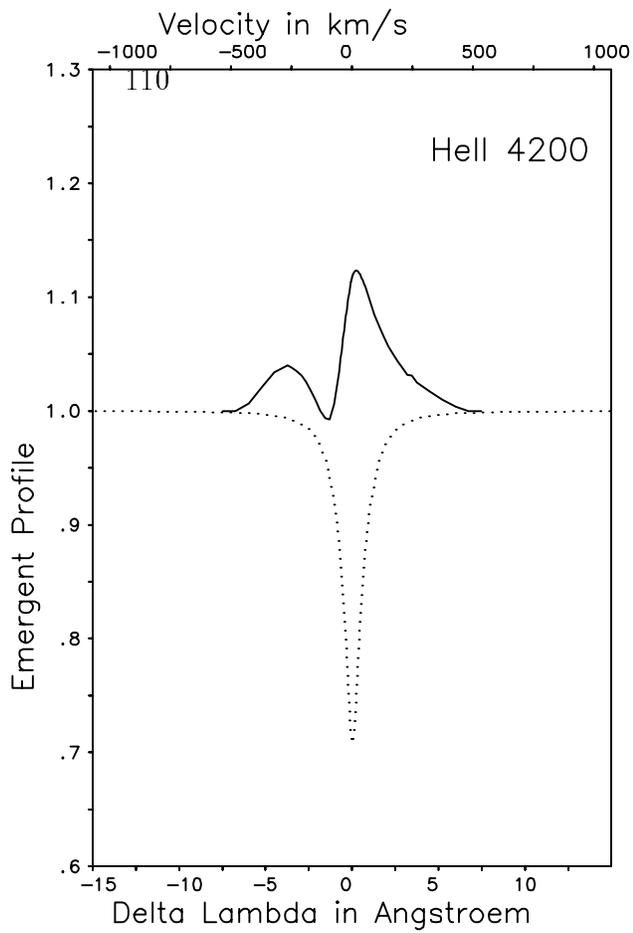
⁹⁴mit einem Faktor 2

⁹⁵betrachtet man die Fehlergrenzen, so betrifft dies auch einige Objekte in unserer ZANSTRA-Analyse

⁹⁶vergleiche Seite 95







III-C H II - Regionen mit He II - Rekombinationslinien

Für den differentiellen Vergleich von „Giant Extragalactic H II Regions (GEHRs)“ in normalen und „starburst“ Galaxien ist die Kenntnis der stellaren Komponente als ionisierende Quelle von ausschlaggebender Bedeutung. Aus dem Fehlen von He II Emissionslinien in Rekombinationsspektren von GEHRs wird normalerweise geschlossen, daß die effektiven Temperaturen der ionisierenden Sterne kleiner als 60000 K sein müssen⁹⁷, im Einklang zu den Effektivtemperaturen für die massereichsten und heißesten, bekannten Sterne in unserer eigenen Galaxie⁹⁸. Andererseits wurden schon früher in einigen hoch-angeregten Spektren von GEHRs He II $\lambda 4686$ Emissionslinien gemessen (Bergeron (1977)), doch die schlechte Auflösung der damaligen 1D-Detektoren erlaubte es nicht, zwischen Stern- und Nebelemission zu unterscheiden.

Durch den Einsatz von 2D-Detektoren in jüngster Zeit wurde es jedoch klar, daß in der Tat einige GEHRs He II $\lambda 4686$ Nebelemissionslinien zeigen (Pakull und Angebault (1986), Stasińska et al. (1986), Pakull und Motch (1989), Kennicutt (1991), Garnett et al. (1991)). Diese eindeutige Beobachtung der He II $\lambda 4686$ Nebel-Emission stellte die Frage nach der physikalischen Natur der ionisierenden stellaren Strahlung⁹⁹ in den Vordergrund. Während heiße WOLF-RAYET Sterne, „X-ray binaries“ oder strahlungsgetriebene Schocks in den H II Regionen als mögliche Erklärung diskutiert wurden, schloß man normale O-Sterne mit der Begründung aus, daß gemäß dem Fluß, der von NLTE-Standardmodellen vorhergesagt wird, diese Sterne dann heißer als 60000 K sein müßten. Dies steht aber im Widerspruch zu Entwicklungswegrechnungen.

In diesem Abschnitt soll nun gezeigt werden, daß dieses Argument nicht richtig ist, wenn Unified-Modelle verwendet werden. Um Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Ionisationsquellen zu ziehen, werden wie beim ZANSTRA-Problem aus H_{β} oder He II 4686 die Anzahl der ionisierenden Photonen im Wasserstoff-LYMAN bzw. Helium II -LYMAN Kontinuum gewonnen und zueinander in Beziehung¹⁰⁰ gesetzt:

$$Q(He^+)/Q(H^0) = Z_{HeII} - Z_H. \quad (5.11)$$

Diese Größe ist auch bei fehlender Kenntnis der Anzahl ionisierender Sterne in erster Näherung ein Maß für deren¹⁰¹ Effektivtemperatur, da eben nur das Verhältnis der Photonenzahl in den beiden Frequenzbereichen eingeht.

Garnett et al. (1991) zeigten anhand einiger extragalaktischer H II - Regionen (N44C und N159F in der Großen Magellanschen Wolke; N76 in der kleinen Magellanschen Wolke und IC1613) den Vergleich zwischen beobachteten und aus planparallelen Modellrechnungen¹⁰²

⁹⁷Campbell (1988), Vilchez und Pagel (1988)

⁹⁸Kudritzki und Hummer (1986), Kudritzki und Hummer (1990), Kudritzki et al. (1991a)

⁹⁹für eine ausführliche Diskussion siehe Pakull und Motch (1989), Kennicutt (1991) und Garnett et al. (1991)

¹⁰⁰das sogenannte „hardness ratio“

¹⁰¹gemittelte

¹⁰²Husfeld et al. (1989), Clegg und Middlemass (1987)

T_{eff}	$\log g$	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}	Edd.-Limit	LK-Klasse	$Z_{\text{HeII}} - Z_{\text{H}}$
51000	3.9	20.0	116.0	52 %	V	-3.52
51000	3.75	23.0	108.6	74 %	I	-2.71
45000	4.0	12.0	52.6	25 %	V	-3.29
45000	3.6	19.0	52.5	63 %	I	-3.58
40000	4.0	10.0	36.5	15 %	V	-3.36
40000	3.4	28.0	71.9	62 %	I	-3.76
35000	4.0	7.5	20.5	9 %	V	-4.42
35000	3.2	36.0	75.0	58 %	I	-4.39

Tabelle 5.11: Modellgitter von Unified-Standardmodellen für das „Q-ratio“ Problem.

ermittelten „Q-ratios“.

Dieser Vergleich wird hier in Abbildung 5.36 wiedergegeben. Die horizontalen Linien geben den Bereich der Beobachtung wieder. Durchgezogene Linien sind Iso-Konturen zu gleicher Schwerebeschleunigung in den planparallelen Modellrechnungen, wobei der kleinste Wert für $\log g$ die Grenze zum EDDINGTON-Limit darstellt.

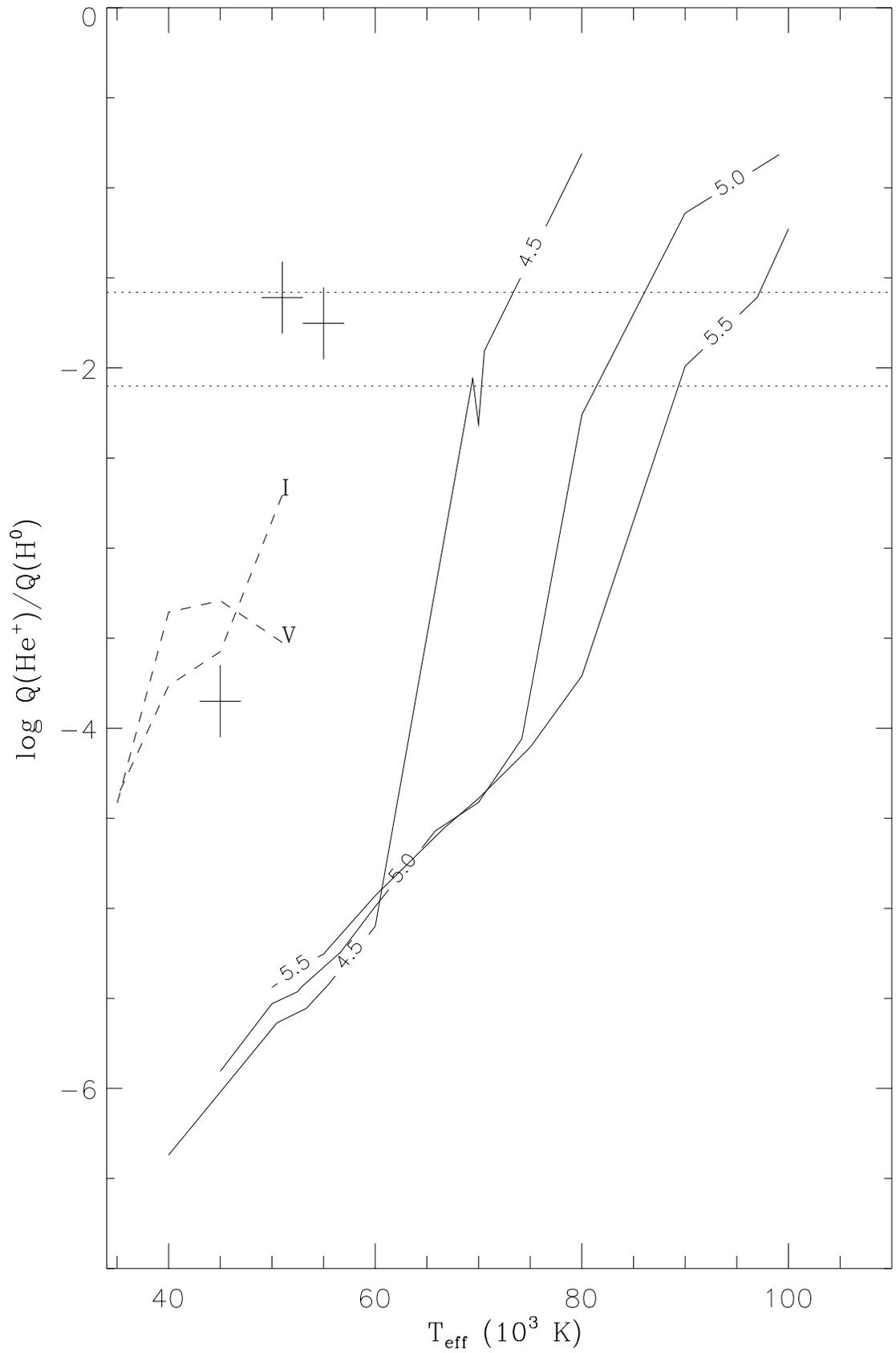
Der Vergleich zeigt, daß falls planparallele Modelle eine zutreffende Atmosphärenbeschreibung darstellen, die Ionisationsquellen mindestens 70000 K heiß sein müssen. Diese Aussage ist nur schwer zu vereinbaren mit den Vorstellungen der Sternentwicklung. Junge, auf der Hauptreihe startende, massive Sterne sollten nicht schwerer als etwa $120M_{\odot}$ sein, oder äquivalent dazu 52000 K heiß¹⁰³. Heißere Sterne sind nur noch im Spätstadium ihrer Entwicklung als massearme Zentralsterne oder „subdwarf“ O-Sterne zu sehen; massive, heißere Einzelsterne hingegen werden bis auf solche im WOLF-RAYET Stadium nicht beobachtet.

Wir haben nun Unified-Standardmodelle für Überriesen- (I) und Hauptreihen- (V) Sterne berechnet (Tabelle 5.11), um diese Frage genauer zu untersuchen. Die Sternparameter repräsentieren Werte, wie sie aus Entwicklungswegrechnungen von Maeder und Meynet (1987) angegeben werden. Die Q-Werte der jeweils 4 Modelle einer Leuchtkraftklasse, sind ebenfalls in Abbildung 5.36 eingetragen. Man sieht, daß genauso wie beim ZANSTRA-Problem für Zentralsterne, Unified-Modelle wegen des He II- Grundzustandeffektes auch für massive Sterne im Temperaturbereich zwischen 35000 K - 51000 K, Größenordnungsmäßig höhere HeII- Flüße berechnen. Trotz der Verbesserung bleibt jedoch noch eine Diskrepanz von einer Größenordnung.

Groenewegen et al. (1989), Lamers (1991) zeigten¹⁰⁴ in einem genauen Vergleich der beobachteten P-Cygni Linien von 26 O-Sternen, daß beobachtete Windendgeschwindigkeiten bis zu 40% kleiner sind, als radiative Windmodelle vorhersagen, welche Sternparameter aus Entwicklungswegen benützen. Die Autoren schloßen daraus, daß spektroskopisch abgeleitete Sternmassen im Durchschnitt um den Faktor 0.78 kleiner sind.

¹⁰³vergleiche hierzu Maeder und Meynet (1987), Kudritzki et al. (1989a), Kudritzki et al. (1989b)

¹⁰⁴siehe auch Kudritzki et al. (1991b), Herrero et al. (1991)



T_{eff}	$\log g$	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}	Edd.-Limit	LK-Klasse	$Z_{\text{HeII}} - Z_{\text{H}}$
55000	3.831	19.78	96.8	87.3 %	I	-1.75
51000	3.700	23.00	96.8	87.2 %	I	-1.61
45000	3.482	29.6	96.7	87.3 %	I	-3.85

Tabelle 5.12: Unified-Standardmodelle konstanter Masse für das „Q-ratio“ Problem.

Berücksichtigt man diesen Umstand, so können bei sonst gleicher Lage im HERTZPRUNG-RUSSEL- Diagramm, Sterne eine um $\Delta \log g = 0.108$ verminderte Schwerebeschleunigung besitzen. Eine solche Unsicherheit in der Schwerebeschleunigung bedeutet aber für Sterne, die sich ohnehin nahe am EDDINGTON-Limit befinden, eine dramatische Änderung ihrer atmosphärischen Eigenschaften. Um dies zu verdeutlichen, haben wir für das heiße Ende der massiven Überriesenmodelle einen quasi Entwicklungsweg mit konstanter Masse und Leuchtkraft gerechnet, der sehr nahe (87%) am EDDINGTON-Limit verläuft. Die Schwerebeschleunigung ist gegenüber vergleichbaren Sternen aus Tabelle 5.11 nur bis zur Hälfte des abgeschätzten Bereiches erniedrigt. Die in Tabelle 5.12 angeführten Modelle sind in ihren „Q-ratios“ ebenfalls als einzelne Kreuze in Abbildung 5.36 mit eingetragen. Es zeigt sich nun, daß auch Sterne mit niedrigerer Effektivtemperatur in der Lage sein können, die Beobachtung zu erklären und gleichzeitig im Einklang¹⁰⁵ mit Entwicklungswegen stehen.

Auffälligerweise gelingt es offenbar Modellen mit Effektivtemperaturen die nur etwas heißer als 50000 K sind, genügend Fluß im He II- Kontinuum zu produzieren, wenn sie nur nahe genug am EDDINGTON-Limit liegen. Um dies zu verstehen, unterziehen wir die zwei 51000 K Modelle mit $\log g = 3.75$ bzw. $\log g = 3.7$ einem direkten Vergleich. Abbildung 5.37 zeigt die, zum Verständnis für das unterschiedliche Verhalten notwendige Information. Die optische Tiefe τ_c , bei welcher das kontinuierliche Strahlungsfeld $< 228 \text{ \AA}$ optisch dünn wird, kann mit Hilfe der Gleichungen (Anhang A, (A.10)¹⁰⁶, (A.11)) abgeschätzt werden.

$$\tau_c = -R_* \int_{\infty}^{\tau_c} \sigma_{1k} n_1 dr \quad (5.12)$$

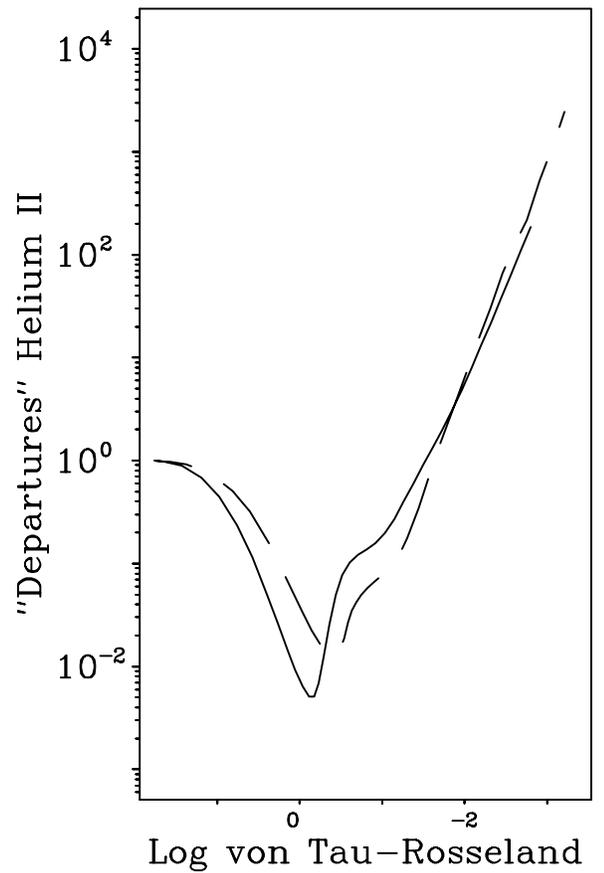
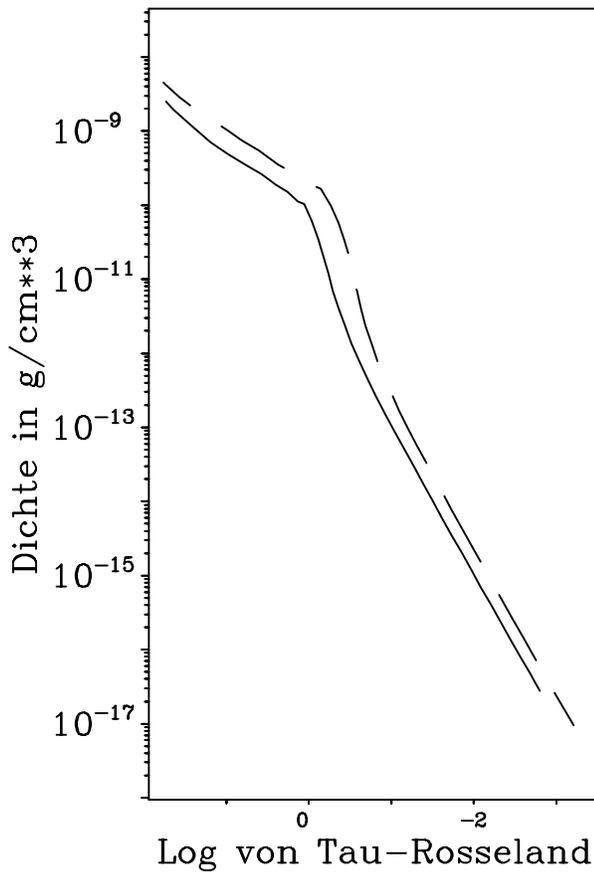
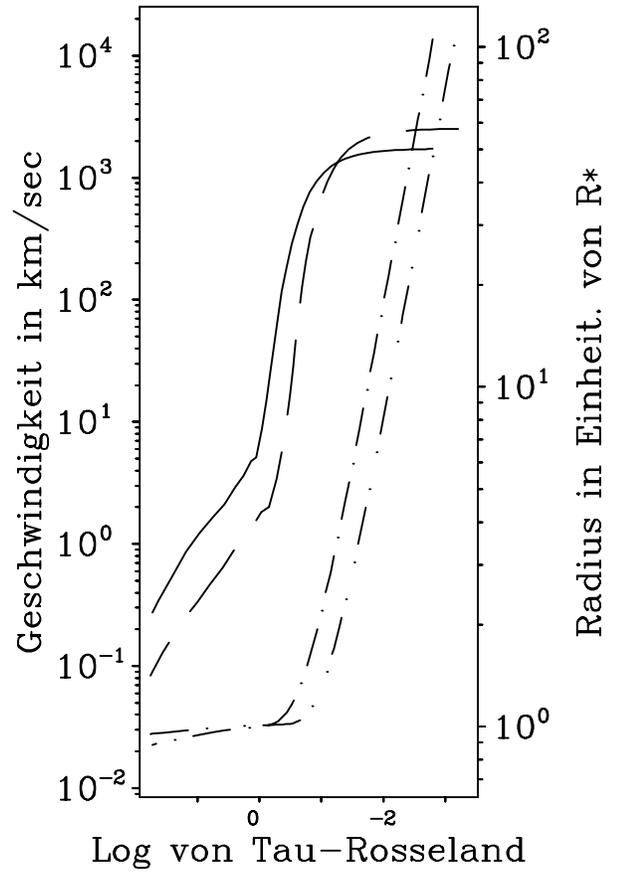
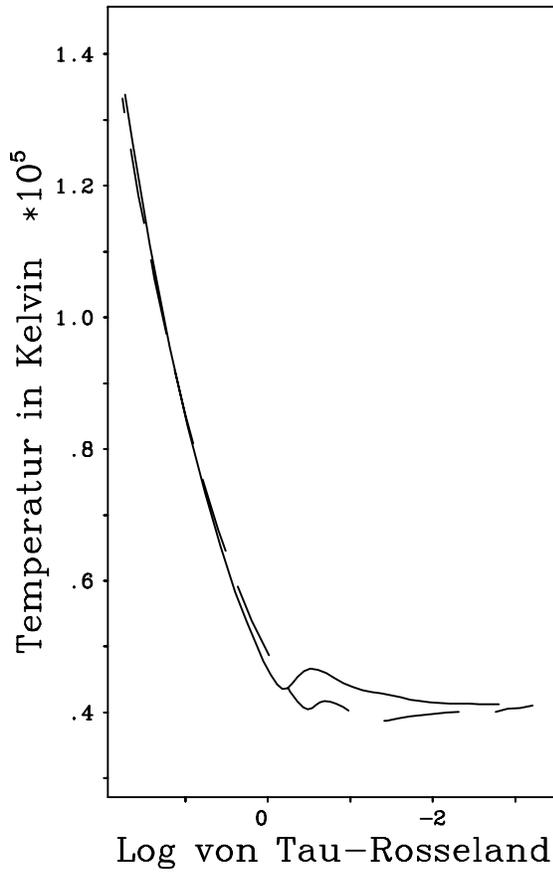
Mit Verwendung eines β - Geschwindigkeitsfeldes resultiert daraus:

$$\tau_c = -0.013 \frac{\dot{M}_{-6}^2 e^{\frac{h\nu}{kTR}} [(1 - \frac{1}{r_c})^{1-2\beta} - 1]}{v_{\infty}^2 R_*^3 T(r)^{3/2} (1 - 2\beta)} \quad (5.13)$$

Bei bekannten Werten für die Modelle kann dieser Ausdruck durch die Bedingung $\tau_c \stackrel{!}{=} 1/\sqrt{3}$ nach r_c aufgelöst werden. Für beide Modelle gilt in guter Näherung, daß

¹⁰⁵im Rahmen der obigen Diskussion

¹⁰⁶im Gegensatz zur Situation des Strahlungsgleichgewichtes bei tiefen Temperaturen, ist hier die Verwendung des Korrekturfaktors α nicht notwendig



	$T_{\text{eff}} = 51000K$ $\log g = 3.7$	$T_{\text{eff}} = 51000K$ $\log g = 3.75$
M_{-6}	27.2	17.5
v_{∞}	1721km/s	2516km/s
R_*	23. * R_{\odot}	23. * R_{\odot}
β	0.709	0.730
r_c	1.000634	1.000136
r_s	1.0028	1.0019
$\log \tau_{Ross}$	-0.29	-0.60

Tabelle 5.13: Näherungen für Unified-Standardmodelle zum „Q-ratio“ Problem.

von außen bis zu r_c die optische THOMSON-Tiefe gleich der optischen ROSSELAND-Tiefe ist.

$$\tau_{Ross} = -\frac{\sigma_e(1 + I_{He}Y)}{m_p(1 + 4Y)} \int_{\infty}^{r_c} \rho dr \quad (5.14)$$

Mit β - Geschwindigkeitsfeld¹⁰⁷ ergibt sich:

$$\tau_{Ross} = -353.2 \frac{\dot{M}_{-6}}{v_{\infty} R_*} \frac{[(1 - \frac{1}{r_c})^{1-\beta} - 1]}{1 - \beta} \quad (5.15)$$

Tabelle 5.13 faßt die Werte für die beiden Modelle zusammen. Ein wesentliches Merkmal für beide Modelle ist es, daß sich das Kontinuum rein photosphärisch, unterhalb des Schallpunktes $r_s = \frac{1}{1 - (\frac{v_s}{v_{\infty}})^{1/\beta}}$ bildet¹⁰⁸. Bei ungefähr gleichen Radien r_c der beiden Modelle entscheidet dann das größere Verhältnis von Massenverlustrate zu Windgeschwindigkeit (Winddichte) im Modell mit der kleineren Schwerebeschleunigung, daß dieser Punkt bei höheren Werten von τ_{Ross} erreicht wird. In beiden Modellen ist dies gleichzeitig der Punkt mit dem lokalen Temperaturminimum. Setzt man wiederum näherungsweise einen grauen Temperaturverlauf für den inneren Bereich an, so gehören zu höheren Werten von τ_{Ross} auch höhere lokale Werte der Elektronentemperatur. Diesem Umstand ist es schließlich zuzuschreiben, daß die resultierende Strahlungstemperatur¹⁰⁹ aus Gleichung (A.8) höhere Werte für das Modell mit der kleineren Schwerebeschleunigung hat. Je heißer der Stern also ist, um so kleiner wird die Grundzustandsbesetzungszahl durch das Verhältnis $\frac{e^{\frac{h\nu}{kT(r)}}}{T(r)^{3/2}}$. Die optische Tiefe¹¹⁰ $\tau_c = 1/\sqrt{3}$ für das HeII Kontinuum wird bei kleinerer Besetzungszahl dann aber erst

¹⁰⁷wir verwenden $\beta = 0.97\alpha + 0.032v_{\text{esc}}/500\text{km/s} + 0.008/\delta$, siehe Pauldrach et al. (1986)

¹⁰⁸ $v_s = \sqrt{\frac{(2+(1+I_{He})Y)kT_{\text{eff}}}{(1+4Y)m_p}}$

¹⁰⁹oder äquivalent dazu, der Strahlungsstrom

¹¹⁰Gleichung (5.12)

weiter innen erreicht. Die Nähe zum EDDINGTON-Limit erhöht die Winddichte, die wiederum durch das quadratische Auftreten von \dot{M} in (5.13) dafür sorgt, daß die Kontinuumsentstehung zu kleineren Radien verschoben wird.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß normale massereiche O-Sterne sehr wohl mögliche Ionisationsquellen für GEHRs zu sein können und He II- Rekombinationslinien erzeugen, wenn sie nur nahe genug am EDDINGTON-limit liegen.

IV Résumé und Ausblick

Wie wir gesehen haben, bieten die Unified-Modellatmosphären das ideale Werkzeug für die quantitative Spektralanalyse heißer Sterne. Diese neue Art von Modellatmosphären erlaubt die quantitative, diagnostische Behandlung von:

- „photosphärischen“ Absorptionslinien (wie H_γ , He II 4200, He II 4512) inklusive „Windkontamination“,
- von Windlinien wie He II 4686, H_α ,
- dem IR-Kontinuum; IR-Linien
- und der ionisierenden UV-Strahlung.

Der Einsatz dieser Modellatmosphären ist vor allem für die leuchtkräftigsten der massereichen Sterne wichtig, da diese starke Sternwinde besitzen. Das sind aber gerade diejenigen Objekte in entfernten Galaxien, für die es mit Hilfe der modernen Spektrographen an den neuen Großteleskopen (**ESO VLT**, **Keck**-Teleskop, **Texas SST**, **Hubble Space Telescope**) zuerst gelingen wird, detaillierte Spektren aufzunehmen. Unified-Atmosphären werden es dann erlauben, Masse, Radius, Leuchtkraft, chemische Zusammensetzung und Entfernung von solchen Objekten in anderen Galaxien zu bestimmen¹¹¹.

Ein weiterer wichtiger Aspekt ergibt sich für die Ionisation von „Giant Extragalactic H II Regions (GEHRs)“, die für die Untersuchung extragalaktischer Systeme von großer Bedeutung sind. Unsere Rechnungen zeigen, daß für die Bestimmung der ionisierenden Sternpopulation, mit den Unified-Modellatmosphären¹¹² auch O-Sterne, die sich in großer Nähe zum EDDINGTON-limit befinden, in Betracht zu ziehen sind.

Die wohl beste Bestimmung extragalaktischer Entfernungen im Bereich $\geq 10 Mpc$ stellt die Invarianz der OIII Leuchtkraftfunktion Planetarischer Nebel (PNLF) dar¹¹³. Zur Interpretation der PNLF (insbesondere in ihrer Abhängigkeit von der Metallizität) sind Nebel Ionisations- und Rekombinationsrechnungen auf der Basis von Unified-Modellatmosphären wichtig.

Trotz der Erfolge unseres Modellansatzes bleiben noch Fragen offen. Eine wesentliche Vernachlässigung ist das Fehlen von „line blanketing“ für selbstkonsistente Modelle. Ansätze, welche diesen Effekt simulieren, sind nur Flickwerk in einer unvollständigen Theorie. Wie Puls (1990) zeigte, verlangt die korrekte, vollständige Behandlung aller Linien im „comoving frame“ den Einsatz von ca. 700000 diskreten Frequenzstützstellen in der Rechnung. Da unsere Modellatmosphären mit ca. 110 Frequenzpunkten für das ganze Spektrum schon an der Grenze der Durchführbarkeit liegen, sieht man, wie

¹¹¹siehe Kudritzki et al. (1991a)

¹¹²die die Effekte des Sternwindes mit einschließen

¹¹³siehe z.B. Jacoby et al. (1990)

weit das Ziel, mit herkömmlichen Methoden „line blanketing“ in expandierenden Atmosphären zu beschreiben, momentan entfernt liegt.

Im Gegensatz dazu ist das Ablösen der SOBOLEV-Approximation durch einem „comoving frame“ Ansatz mit der Entwicklung eines schnellen Operators von Puls (1991) in den Bereich der naheliegenden Erweiterungen gekommen. Wie Testrechnungen von Sellmaier (1991) zeigen, ist der Rechenzeitaufwand durch eine geschickte Implementierung des „comoving frame“ Ansatzes soweit gesunken, daß an einen Einsatz wenigstens in Unified-Standardmodellen zu denken ist.

Für die Unified-Metallmodelle liegt das Hauptaugenmerk auf der Verbesserung von Strahlungs- und Stoßübergangsrechnungen. Die Einführung von individuellen und korrigierten Querschnitten und gf -Werten¹¹⁴ für jeden Übergang, die Berücksichtigung auch der Ionisation zu angeregten Niveaus der nächsthöheren Ionisationsstufe, sind nur die wichtigsten Anforderungen an verbesserte Metallmodelle und Gegenstand der momentanen Forschung¹¹⁵.

Zum Schluß soll nicht verschwiegen werden, daß Effekte, die vielleicht nicht-stationären Ursprungs sind wie z.B. „narrow line components“ oder die Röntgenemission heißer Sterne, durch unsere Vorgehensweise noch nicht beschrieben sind. Gerade bei O-Sternen sind Röntgenflüsse aber eine wichtige Beobachtungsgröße. Zukünftige Modelle, müssen sowohl die Herkunft dieser Strahlung, als auch die Stärke des Strahlungsstromes selbstkonsistent erklären. Bis zu einer Theorie heißer Sterne, die auch diese Beobachtungen selbstkonsistent erklären kann, ist es jedoch noch ein weiter Weg.

¹¹⁴siehe Seite 27

¹¹⁵Pauldrach (1992)

Anhang A

Näherung für die He II Grundzustandsopazität.

Für die Darstellung der He II Grundzustandsopazität benötigen wir die NLTE-Besetzungszahl des Grundniveaus. Mit der Saha-Formel erhalten wir aus der He III- und Elektronendichte für die LTE Besetzungszahl:

$$n_1^* = n_{He\ III} n_e \left(\frac{h^2}{2\pi m_p k T(r)} \right)^{3/2} e^{\frac{h\nu}{kT(r)}} \quad (\text{A.1})$$

Bei den Ionisationsverhältnissen in O-Sternen gilt für $n_{He\ III}$ und n_e in sehr guter Näherung:

$$n_{He\ III} = Y \frac{\rho}{m_p(1 + 4Y)} \quad (\text{A.2})$$

$$n_e = Y \frac{\rho(1 + I_{He} Y)}{m_p(1 + 4Y)} \quad (\text{A.3})$$

Y ist das Verhältnis zwischen den Gesamtteilchendichten von Helium und Wasserstoff. Die Anzahl der freien Elektronen pro Heliumatom I_{He} ist für unsere Atmosphären gleich 2. Um aus der LTE-Besetzungszahl zur NLTE-Besetzungszahl zu gelangen, müssen wir mit dem „departure-Koeffizienten“ b_1 multiplizieren. b_1 kann in der „2-level“ Näherung durch — die Energieniveaus verbindende — Strahlungsraten¹ abgeschätzt werden zu:

$$b_1 = \frac{R_{k1} + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^* \beta A_{21} \frac{R_{k2}}{R_{2k} + \beta A_{21}}}{R_{1k} + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^* \beta_c I_c A_{21} \frac{c^2}{2h\nu^3} e^{\frac{h\nu}{kT(r)}} \frac{R_{2k}}{R_{2k} + \beta A_{21}}} \quad (\text{A.4})$$

¹siehe Gabler et al. (1989) Appendix

Für den äußeren Atmosphärenbereich zeigen die Rechnungen, daß $R_{2k} \ll \beta A_{21}$ ist und der zweite Term im Nenner klein ist gegenüber R_{1k} . Für die reduzierte Darstellung des „departure-Koeffizienten“ b_1 verbleibt:

$$b_1 = \frac{R_{k1} + 4e^{\frac{h\nu_{12}}{kT_R}} R_{k2}}{R_{1k}} \quad (\text{A.5})$$

Für die Ratenintegration benötigen wir den Verlauf sowohl der mittleren Intensität J_ν , als auch der Wirkungsquerschnitte. Da unser Strahlungsfeld außen optisch dünn ist, können wir

$$J_\nu = W(r)B_\nu(T_R) \quad (\text{A.6})$$

setzen, mit dem „dilution“-Faktor $W(r)$ und der PLANCK-Funktion $B_\nu(T_R)$ für die Strahlungstemperatur der kontinuierlichen Frequenz. Die Bestimmung der Strahlungstemperatur ist aus der modifizierten EDDINGTON-BARBIER-Relation² möglich.

$$H_\nu = \frac{1}{2\sqrt{3} b_1} B_\nu\left[T\left(\tau_\nu \equiv \frac{1}{\sqrt{3}}\right)\right] \quad (\text{A.7})$$

Einsetzen von $4H_\nu = B_\nu(T_R)$ und Auflösen nach der Strahlungstemperatur ergibt:

$$T_R = \frac{1}{\frac{k}{h\nu} \ln\left(\frac{b_1(\tau_\nu \equiv \frac{1}{\sqrt{3}})\sqrt{3}}{2}\right) + \frac{1}{T(\tau_\nu \equiv \frac{1}{\sqrt{3}})}} \quad (\text{A.8})$$

Die Wirkungsquerschnitte werden durch den Schwellenwert an der Kante mal einem ν^{-3} Verlauf abgeschätzt. Die Auswertung der Exponentialintegrale durch Gammafunktionen ergibt schließlich:

$$b_1 = 1.5548 \frac{T(r) e^{-\frac{h\nu}{k}(1/T(r)-1/T_R)}}{T_R W(r)} \quad (\text{A.9})$$

b_1 hängt somit nur noch von der lokalen Temperatur und dem einem Wert der Strahlungstemperatur ab. Jene wiederum ist rekursiv verknüpft mit dem „departure“-Koeffizient im Nenner von (A.8) für einen bestimmten τ -Wert. Zusammen mit der finalen Formel für b_1 (Gleichung A.9) läßt sich diese Rekursion zunächst für diesen Punkt auflösen. Man erhält für $b_1(\tau_\nu \equiv \frac{1}{\sqrt{3}})$:

$$b_1\left(\tau_\nu \equiv \frac{1}{\sqrt{3}}\right) = \frac{2}{\sqrt{3}} e^{\frac{h\nu}{kT(r)} \left(\frac{2W(r)}{1.5548\sqrt{3}} - 1\right)} \quad (\text{A.10})$$

mit der Temperatur $T(r)$ an diesem Ort. Gleichung (A.10) wird in (A.8) eingesetzt und gibt die Strahlungstemperatur, welche für die „globale“ Gleichung (A.9) benötigt wird.

²wir verwenden Gleichung (A.7) wie in Husfeld et al. (1984)

An dieser Stelle muß bemerkt werden, daß die Approximation für b_1 im äußeren Teil bis zu einem Faktor 3 vom tatsächlichen Verlauf im Modell abweicht. Der Grund liegt hier hauptsächlich in der Überbewertung der Raten durch eine mit festen Frequenzgewichten durchgeführte Integration. Die Frequenzintegration ist hierbei durch eine 7-Punkte SIMPSON-Regel realisiert. Die Stützstellen sind so optimiert worden, daß im Unified-Standardmodell für O-Sterne ein minimaler Integrationsfehler im Temperaturbereich zwischen 30000 K - 100000 K begangen wird. Für viel kleinere Temperaturen (hier ≈ 10000 K) wird die Integration nur des He II Kontinuums³ hingegen bis zu einem Faktor 10 überbewertet. Die Art der Frequenzintegration⁴ ist dabei wegen des Linearisierungsschemas vorgegeben. Da die 7-Punkte SIMPSON-Regel sowohl bezüglich der Anzahl der zu vergebenden Stützstellen, wie auch bezüglich der Genauigkeit ein Optimum darstellt⁵, ist dieser Fehler prinzipiell nicht zu vermeiden. In einem Versuch, den Fehler durch Tschebyschev-Polynome über Potenzen von r zu parametrisieren, stellte sich heraus, daß mindestens bis zur Ordnung 9 alle Koeffizienten berücksichtigt werden müssen. Aus diesem Grunde kann die Formel für den „departure“-Koeffizienten auch nicht durch eine einfache Korrektur verbessert werden. Für die Näherungsrechnungen zum Strahlungsgleichgewicht wurde deshalb ein Korrekturfaktor α symbolisch an die ungenaue Darstellung von b_1 hinzugefügt; dieser Faktor stellt den Radiusabhängigen Verlauf eines Tschebyschev-Polynoms zur Ordnung 9 dar und ist in der Integration von Gleichung (5.5) enthalten.

Die Kenntnis von b_1 erlaubt es dann, die NLTE-Besetzungszahl für den He II Grundzustand anzugeben.

$$n_1 = 1.503 * 10^{32} \alpha \frac{(1 + I_{He} Y) Y}{(1 + 4Y)^2} \rho^2 b_1 \frac{e^{\frac{h\nu}{kT(r)}}}{T(r)^{3/2}} \quad (\text{A.11})$$

Die Grundzustandsopazität kann damit durch $\kappa_c = n_1 \sigma_{1k}$ ⁶ ermittelt werden.

Die Grundzustandsemissivität wird aus der LTE-Besetzungszahl (A.1) mal dem gleichen Wirkungsquerschnitt berechnet. Verwenden wir ferner ein β - Geschwindigkeitsfeld, so ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung zusammen mit (A.11) für die absorbierte Energie durch den Grundzustand:

$$\kappa_c J_c = 2.522 * 10^{20} \alpha \frac{(1 + I_{He} Y) Y \dot{M}_{-6}^2 T(r) \frac{2h\nu^3}{c^2}}{(1 + 4Y)^2 R_*^4 v_\infty^2 T_R T(r)^{3/2} r^4 (1 - \frac{1}{r})^{2\beta}} \quad (\text{A.12})$$

sowie für die Emissivität:

$$\eta_c = 2.522 * 10^{20} \frac{(1 + I_{He} Y) Y \dot{M}_{-6}^2 \frac{2h\nu^3}{c^2}}{(1 + 4Y)^2 R_*^4 v_\infty^2 T(r)^{3/2} r^4 (1 - \frac{1}{r})^{2\beta}} \quad (\text{A.13})$$

³durch den exponentiellen Faktor

⁴mit festen Integrationsgewichten

⁵dies haben ausgiebige Tests mit vergleichbaren Integrationsverfahren ergeben

⁶Der Schwellenwert beträgt $\sigma_{1k} = 1.564 * 10^{-18} \text{cm}^2$

Anhang B

Kontinua im Strahlungsgleichgewicht

Wellenl.	log τ_R Absorb.	= -.758 Emiss.	r = 1.0077 Gesamt	log τ_R Absorb.	= -.927 Emiss.	r = 1.0104 Gesamt	log τ_R Absorb.	= -1.083 Emiss.	r = 1.0154 Gesamt	Ion
2997920.00	.0062	.0062	0.000	.0062	.0062	0.000	.0063	.0062	0.000	
45244.20	.0038	.0038	-.058	.0033	.0038	.122	.0024	.0038	.083	
33333.30	.0025	.0026	-.192	.0020	.0026	.141	.0014	.0026	.064	
22793.20	.0022	.0026	-.564	.0017	.0026	.203	.0013	.0026	.071	
18462.60	.0020	.0024	-.766	.0015	.0024	.219	.0012	.0025	.071	
14587.80	.0024	.0032	-1.318	.0019	.0032	.318	.0015	.0033	.096	
11168.90	.0029	.0043	-2.164	.0024	.0043	.460	.0020	.0044	.133	
8206.00	.0080	.0126	-7.354	.0068	.0127	1.431	.0057	.0130	.403	
3647.15	.0043	.0077	-5.314	.0039	.0078	.947	.0034	.0082	.266	
2856.34	.0029	.0052	-3.575	.0026	.0052	.636	.0023	.0056	.182	
2051.00	.0020	.0034	-2.265	.0018	.0035	.410	.0016	.0039	.124	
1641.14	.0012	.0019	-1.116	.0011	.0020	.210	.0010	.0022	.068	
1367.63	.0010	.0014	-.659	.0009	.0015	.134	.0008	.0017	.048	
1094.12	.0007	.0008	-.149	.0006	.0008	.045	.0006	.0010	.023	
911.79	.0002	.0002	.042	.0002	.0002	.000	.0002	.0002	.004	
911.75	.0303	.0382	-12.343	.0296	.0377	1.959	.0297	.0355	.343	HI
828.11	.0812	.0952	-21.947	.0804	.0943	3.423	.0813	.0908	.604	
758.52	.0417	.0445	-4.355	.0417	.0443	.656	.0425	.0437	.107	
649.38	.0555	.0461	14.814	.0564	.0463	-2.355	.0579	.0478	-.492	
567.70	.0186	.0112	11.600	.0190	.0114	-1.821	.0196	.0123	-.382	
504.29	.0063	.0026	5.823	.0065	.0027	-.912	.0067	.0030	-.195	
504.27	.0040	.0018	3.538	.0041	.0017	-.563	.0042	.0019	-.122	HeI
456.56	.0098	.0029	10.863	.0100	.0029	-1.707	.0103	.0033	-.374	
417.10	.0047	.0009	5.904	.0048	.0009	-.923	.0049	.0011	-.204	
355.62	.0053	.0004	7.771	.0055	.0004	-1.210	.0056	.0005	-.273	
309.94	.0016	0.0000	2.378	.0016	0.0000	-.370	.0016	.0001	-.084	
274.66	.0005	0.0000	.718	.0005	0.0000	-.112	.0005	0.0000	-.026	
274.66	0.0000	0.0000	.033	0.0000	0.0000	-.005	0.0000	0.0000	-.001	SiIV
272.58	.0001	0.0000	.126	.0001	0.0000	-.019	.0001	0.0000	-.005	
270.54	.0001	0.0000	.090	.0001	0.0000	-.014	.0001	0.0000	-.003	
266.55	.0001	0.0000	.220	.0001	0.0000	-.034	.0002	0.0000	-.008	
262.67	.0001	0.0000	.126	.0001	0.0000	-.020	.0001	0.0000	-.005	
258.91	0.0000	0.0000	.069	0.0000	0.0000	-.011	0.0000	0.0000	-.003	
258.91	0.0000	0.0000	.060	0.0000	0.0000	-.009	0.0000	0.0000	-.002	CIII
254.57	.0001	0.0000	.218	.0001	0.0000	-.033	.0001	0.0000	-.007	
250.37	.0001	0.0000	.149	.0001	0.0000	-.022	.0001	0.0000	-.005	
242.38	.0002	0.0000	.329	.0002	0.0000	-.049	.0002	0.0000	-.011	
234.88	.0001	0.0000	.171	.0001	0.0000	-.025	.0001	0.0000	-.006	
227.84	.0001	0.0000	.086	.0001	0.0000	-.013	.0001	0.0000	-.003	
227.84	.0835	.0836	.001	.0831	.0827	-.008	.0786	.0781	.051	HeII
223.08	.2335	.2336	.003	.2332	.2322	-.024	.2247	.2234	.153	
218.51	.1222	.1223	.002	.1226	.1220	-.014	.1204	.1197	.085	
209.92	.1581	.1582	.003	.1599	.1591	-.021	.1630	.1623	.126	
201.98	.0477	.0477	.001	.0486	.0484	-.007	.0514	.0513	.044	
194.62	.0137	.0138	.000	.0141	.0141	-.003	.0155	.0155	.015	
194.62	.0024	.0024	.000	.0024	.0024	-.000	.0027	.0027	.002	NeIII
193.42	.0042	.0042	.000	.0043	.0043	-.001	.0047	.0047	.004	
192.24	.0018	.0018	0.000	.0019	.0019	-.000	.0021	.0021	.002	
192.24	.0032	.0032	.000	.0033	.0032	-.001	.0036	.0036	.003	CIV
189.31	.0092	.0092	.000	.0095	.0094	-.002	.0107	.0107	.010	
186.46	.0050	.0050	.000	.0052	.0052	-.001	.0060	.0060	.006	
181.02	.0071	.0071	.000	.0074	.0073	-.002	.0087	.0087	.009	
175.88	.0023	.0023	.000	.0024	.0024	-.001	.0030	.0030	.004	
171.03	.0007	.0007	0.000	.0008	.0008	-.000	.0010	.0010	.001	
171.03	.0001	.0001	0.000	.0002	.0002	0.000	.0002	.0002	.000	SV

Wellenl.	log τ_R Absorb.	= -1.185 Emiss.	r = 1.0247 Gesamt	log τ_R Absorb.	= -1.353 Emiss.	r = 1.0766 Gesamt	log τ_R Absorb.	= -1.619 Emiss.	r = 1.3257 Gesamt	Ion
2997920.00	.0064	.0062	0.000	.0070	.0061	0.000	.0063	.0061	.000	
45244.20	.0019	.0038	.065	.0016	.0038	.019	.0008	.0037	.072	
33333.30	.0012	.0026	.047	.0010	.0026	.013	.0005	.0025	.050	
22793.20	.0011	.0026	.050	.0010	.0026	.014	.0005	.0025	.050	
18462.60	.0011	.0025	.048	.0009	.0025	.013	.0005	.0024	.047	
14587.80	.0014	.0033	.064	.0012	.0032	.017	.0006	.0031	.062	
11168.90	.0018	.0044	.088	.0016	.0043	.023	.0008	.0041	.082	
8206.00	.0052	.0130	.264	.0045	.0128	.069	.0024	.0120	.239	
3647.15	.0031	.0083	.173	.0028	.0080	.043	.0014	.0070	.138	
2856.34	.0021	.0056	.119	.0019	.0054	.029	.0010	.0045	.089	
2051.00	.0015	.0039	.081	.0013	.0037	.019	.0007	.0029	.055	
1641.14	.0009	.0022	.045	.0008	.0021	.011	.0004	.0015	.028	
1367.63	.0008	.0017	.032	.0007	.0016	.008	.0003	.0011	.019	
1094.12	.0005	.0010	.016	.0005	.0009	.004	.0002	.0006	.008	
911.79	.0002	.0002	.003	.0001	.0002	.001	.0001	.0001	.001	
911.75	.0312	.0351	.160	.0370	.0363	.032	.0362	.0412	.160	HI
828.11	.0855	.0902	.240	.1019	.0920	.025	.0997	.0987	.075	
758.52	.0448	.0435	.002	.0535	.0437	-.023	.0525	.0444	-.147	
649.38	.0612	.0480	-.377	.0735	.0468	-.134	.0724	.0426	-.660	
567.70	.0208	.0124	-.257	.0250	.0118	-.078	.0247	.0096	-.348	
504.29	.0071	.0031	-.127	.0086	.0028	-.036	.0085	.0021	-.150	
504.27	.0045	.0019	-.079	.0054	.0018	-.023	.0053	.0013	-.093	HeI
456.56	.0109	.0034	-.239	.0132	.0030	-.066	.0130	.0020	-.259	
417.10	.0052	.0011	-.130	.0063	.0010	-.035	.0062	.0006	-.132	
355.62	.0060	.0006	-.173	.0072	.0005	-.045	.0071	.0002	-.162	
309.94	.0017	.0001	-.053	.0021	.0001	-.014	.0021	0.0000	-.048	
274.66	.0005	0.0000	-.016	.0006	0.0000	-.004	.0006	0.0000	-.014	
274.66	0.0000	0.0000	-.001	0.0000	0.0000	-.000	0.0000	0.0000	-.001	SiIV
272.58	.0001	0.0000	-.003	.0001	0.0000	-.001	.0001	0.0000	-.003	
270.54	.0001	0.0000	-.002	.0001	0.0000	-.001	.0001	0.0000	-.002	
266.55	.0002	0.0000	-.005	.0002	0.0000	-.001	.0002	0.0000	-.005	
262.67	.0001	0.0000	-.003	.0001	0.0000	-.001	.0001	0.0000	-.003	
258.91	.0001	0.0000	-.002	.0001	0.0000	-.000	.0001	0.0000	-.001	
258.91	0.0000	0.0000	-.001	0.0000	0.0000	-.000	0.0000	0.0000	-.001	CIII
254.57	.0001	0.0000	-.005	.0002	0.0000	-.001	.0002	0.0000	-.004	
250.37	.0001	0.0000	-.003	.0001	0.0000	-.001	.0001	0.0000	-.003	
242.38	.0002	0.0000	-.007	.0003	0.0000	-.002	.0003	0.0000	-.006	
234.88	.0001	0.0000	-.004	.0001	0.0000	-.001	.0001	0.0000	-.003	
227.84	.0001	0.0000	-.002	.0001	0.0000	-.000	.0001	0.0000	-.002	
227.84	.0768	.0773	.092	.0731	.0801	.128	.0773	.0909	.411	HeII
223.08	.2199	.2218	.281	.2065	.2269	.365	.2153	.2458	.966	
218.51	.1179	.1192	.160	.1094	.1205	.196	.1126	.1246	.408	
209.92	.1600	.1626	.245	.1451	.1603	.263	.1462	.1511	.267	
201.98	.0506	.0517	.086	.0449	.0497	.082	.0445	.0427	-.001	
194.62	.0153	.0157	.029	.0133	.0147	.024	.0130	.0115	-.024	
194.62	.0026	.0027	.005	.0023	.0025	.004	.0022	.0020	-.004	NeIII
193.42	.0047	.0048	.009	.0041	.0045	.007	.0040	.0035	-.008	
192.24	.0021	.0021	.004	.0018	.0020	.003	.0018	.0015	-.004	
192.24	.0036	.0037	.007	.0031	.0034	.006	.0030	.0026	-.007	CIV
189.31	.0106	.0109	.021	.0091	.0100	.017	.0089	.0074	-.027	
186.46	.0059	.0061	.012	.0050	.0055	.009	.0049	.0039	-.019	
181.02	.0086	.0090	.019	.0073	.0080	.013	.0070	.0052	-.037	
175.88	.0030	.0031	.007	.0025	.0027	.004	.0024	.0016	-.016	
171.03	.0010	.0010	.003	.0008	.0009	.001	.0008	.0005	-.006	
171.03	.0002	.0002	.001	.0002	.0002	.000	.0002	.0001	-.001	SV

Wellenl.	log τ_R Absorb.	= -2.476 Emiss.	r = 6.2310 Gesamt	log τ_R Absorb.	= -3.168 Emiss.	r = 31.6434 Gesamt	Ion
2997920.00	.0008	.0052	-.007	.0001	.0036	.018	
45244.20	0.0000	.0029	-.005	0.0000	.0016	.008	
33333.30	0.0000	.0019	-.003	0.0000	.0009	.005	
22793.20	0.0000	.0018	-.003	0.0000	.0007	.003	
18462.60	0.0000	.0016	-.003	0.0000	.0005	.003	
14587.80	0.0000	.0019	-.003	0.0000	.0005	.002	
11168.90	0.0000	.0023	-.004	0.0000	.0004	.002	
8206.00	.0001	.0056	-.010	0.0000	.0005	.003	
3647.15	0.0000	.0013	-.002	0.0000	0.0000	0.000	
2856.34	0.0000	.0005	-.001	0.0000	0.0000	0.000	
2051.00	0.0000	.0002	-.000	0.0000	0.0000	0.000	
1641.14	0.0000	0.0000	0.000	0.0000	0.0000	0.000	
1367.63	0.0000	0.0000	0.000	0.0000	0.0000	0.000	
1094.12	0.0000	0.0000	0.000	0.0000	0.0000	0.000	
911.79	0.0000	0.0000	0.000	0.0000	0.0000	0.000	
911.75	.0302	.1022	-.099	.0585	.2443	1.010	HI
828.11	.0835	.1244	.010	.1613	.0412	-.453	
758.52	.0440	.0284	.072	.0851	.0013	-.344	
649.38	.0609	.0070	.158	.1176	0.0000	-.484	
567.70	.0208	.0004	.058	.0402	0.0000	-.166	
504.29	.0072	0.0000	.020	.0138	0.0000	-.057	
504.27	.0045	0.0000	.013	.0086	0.0000	-.036	HeI
456.56	.0110	0.0000	.031	.0212	0.0000	-.087	
417.10	.0052	0.0000	.015	.0101	0.0000	-.042	
355.62	.0060	0.0000	.017	.0116	0.0000	-.048	
309.94	.0017	0.0000	.005	.0033	0.0000	-.014	
274.66	.0005	0.0000	.001	.0010	0.0000	-.004	
274.66	0.0000	0.0000	.000	0.0000	0.0000	-.000	SiI
272.58	.0001	0.0000	.000	.0002	0.0000	-.001	
270.54	.0001	0.0000	.000	.0001	0.0000	-.001	
266.55	.0002	0.0000	.000	.0003	0.0000	-.001	
262.67	.0001	0.0000	.000	.0002	0.0000	-.001	
258.91	0.0000	0.0000	.000	.0001	0.0000	-.000	
258.91	0.0000	0.0000	.000	.0001	0.0000	-.000	CI
254.57	.0001	0.0000	.000	.0003	0.0000	-.001	
250.37	.0001	0.0000	.000	.0002	0.0000	-.001	
242.38	.0002	0.0000	.001	.0004	0.0000	-.002	
234.88	.0001	0.0000	.000	.0002	0.0000	-.001	
227.84	.0001	0.0000	.000	.0001	0.0000	-.000	
227.84	.0958	-.2257	-.138	.0664	.5398	2.489	HeII
223.08	.2462	.3444	.070	.1524	.1549	.165	
218.51	.1229	.0984	.167	.0753	.0083	-.267	
209.92	.1530	.0380	.360	.0943	.0001	-.388	
201.98	.0462	.0034	.123	.0287	0.0000	-.118	
194.62	.0136	.0003	.038	.0085	0.0000	-.035	
194.62	.0024	.0002	.006	.0017	.0004	-.005	NeI
193.42	.0042	.0003	.011	.0030	.0003	-.011	
192.24	.0019	.0001	.005	.0013	.0001	-.005	
192.24	.0036	.0003	.010	.0034	.0004	-.012	CI
189.31	.0106	.0005	.029	.0101	.0002	-.041	
186.46	.0058	.0002	.016	.0056	0.0000	-.023	
181.02	.0085	.0001	.024	.0082	0.0000	-.034	
175.88	.0029	0.0000	.008	.0028	0.0000	-.012	
171.03	.0010	0.0000	.003	.0009	0.0000	-.004	
171.03	.0002	0.0000	.001	.0002	0.0000	-.001	SV

Tabelle B.1: Frequentielle Beteiligung am Strahlungsgleichgewicht für Modell A. Die absorbierte bzw. emittierte Energie ist normiert auf den frequenzintegrierten Anteil. Die Spalte Gesamt zeigt die frequentielle Differenz dieser Werte, bezogen auf die Gesamtdifferenz.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Ausdehnung der Atmosphäre eines typischen O-Sterns. Entstehungsgebiete einiger wichtiger Kontinua gegenüber der optischen ROSSELAND-Tiefe.	13
2.2	Entstehungstiefen der Kontinua gegenüber dem Radius; mit eingezeichnet ist die Linienentstehung für ein pp-Standardmodell.	14
2.3	Dichte- (durchgez.) und Geschwindigkeitsverlauf (gestr.) eines typischen O-Sterns, aufgetragen gegen die optischen Rosseland-Tiefe.	17
4.1	Zwischenschritte einer realen Modellrechnung für Unified-Modelle. . . .	40
4.2	Dichte-Verlauf mit (durchgez.) und ohne (gestr.) Integration der hydrostatischen Gleichung, aufgetragen gegen die optische ROSSELAND-Tiefenskala.	41
5.1	Dichte-Verläufe für Modell A; planparallel gegen Unified; aufgetragen gegen die optische ROSSELAND-Tiefenskala.	49
5.2	Temperatur-Verläufe für Modell A; planparallel gegen Unified; aufgetragen gegen die optische ROSSELAND-Tiefenskala.	52
5.3	Entstehungstiefe im Unified- Standardmodell A anhand der optischen ROSSELAND-Tiefenskala für kontinuierliche Wellenlängen.	53
5.4	„Departure coefficients“ der unteren 4 Wasserstoff Niveaus; planparallel gegen Unified Modell A; aufgetragen gegen die optische ROSSELAND-Tiefenskala.	54
5.5	Temperatur-Verläufe für Modell A; Unified-Standard (durchgez.) gegen Unified-Standard mit Gasexpansion (gestr.); aufgetragen gegen die optische ROSSELAND-Tiefenskala.	56
5.6	Temperatur-Verläufe für Modell A; Unified (durchgez.) mit Gasexpansion gegen die Näherungsrechnung (gestr.); aufgetragen gegen den Radius	57
5.7	Temperaturverläufe in Einheiten der Effektivtemperatur für Unified-Metallmodelle (A und C), zusammen mit drei Windmodellen von Drew (1989); aufgetragen gegen den Radius.	61
5.8	Temperatur-Verläufe für Modell A und B; Unified-Standard gegen Unified-Metall; aufgetragen gegen die optische ROSSELAND-Tiefenskala.	62

5.9	Aufschlüsselung der Anteile am Heizungs- bzw Kühlmechanismus für Modell A; aufgetragen gegen die optische ROSSELAND-Tiefenskala. . . .	67
5.10	Anteile am Strahlungsgleichgewicht (Heiz- und Kühlraten) für Unified-Metallmodell A; aufgetragen gegen die optische ROSSELAND-Tiefenskala.	69
5.11	Linien der BALMER Serie für Modell B. Die pp-Vergleichsprofile sind mit eingezeichnet (gepunktet)	71
5.12	Linien der PICKERING Serie für Modell B. Die pp-Vergleichsprofile sind mit eingezeichnet (gepunktet)	72
5.13	Emergender Fluß für Modell B (durchgez.) im Vergleich zu einem planparallelem Standardmodell (gestr.).	74
5.14	Infrarotfluß für Modell B (durchgez.) im Vergleich mit einem pp-Standardmodell (gestr.) und Beobachtungswerten (Kreuze).	75
5.15	Frequentielle Entstehungstiefe im Unified-Standardmodell Modell A anhand der optischen ROSSELAND-Tiefenskala.	76
5.16	Emergender Fluß von Unified-Metallmodell A (durchgez.+ Kreuze) gegenüber dem Unified-Standardmodell (gestr.).	77
5.17	Emergender Fluß von Unified-Metallmodell A im Kopernikus- und IUE-Bereich gegenüber den Satellitenbeobachtungen.	79
5.18	NIV Linie 1718 Å mit verminderten Strahlungstemperaturen gerechnet	81
5.19	Dichte und Radius von Modell D für τ -Sco; planparallel (gestr.) gegen Unified (durchgez.); aufgetragen gegen die optische ROSSELAND-Tiefenskala.	83
5.20	Emergender Fluß von τ -Sco; planparallel (gestr.) gegen Unified-Metallmodell D (durchgez.).	84
5.21	Entstehungsdiagramm der Ionisationskanten bei τ -Sco; aufgetragen gegen die optische ROSSELAND-Tiefe.	85
5.22	Emergender Fluß eines Unified-Metallmodell für τ -Scorpii im Kopernikus- und IUE-Bereich gegenüber den Satellitenbeobachtungen.	87
5.23	Temperaturverläufe der Unified-Metallmodells E und D in Einheiten der Effektivtemperatur für τ -Scorpii zusammen mit zwei Windmodellen von Drew (1989); aufgetragen gegen den Radius.	90
5.24	He II Grundzustandsbevölkerung für Modell B im Vergleich zu einem pp-Standardmodell aufgetragen gegen die optische ROSSELAND -Tiefenskala.	93
5.25	Zanstra Raten Z_{HeII} verschiedener Effektivtemperaturen aufgetragen gegen die Schwerebeschleunigung.	96
5.26	Zanstra Raten Z_{HeII} für Modelle entlang einiger Entwicklungswege aufgetragen gegen die Effektivtemperatur.	97
5.27	Zanstra Raten Z_{HeII} für pp-Modelle im spektroskopischen HERTZSPRUNG-RUSSELL Diagramm.	99
5.28	Zanstra Raten Z_{HeII} für Unified-Modelle im spektroskopischen HERTZSPRUNG-RUSSELL Diagramm.	100

5.29 Beobachtete Z_{HeII} gegen Z_{HeII} aus planparallelen-Modellen und Unified-Modellen.	102
5.30 Beobachtete Z_{HeII} gegen Z_{HeII} aus Schwarzkörperrechnungen.	103
5.31 Emergente Flüße von ZPN für $T_{\text{eff}} = 40000\text{K}$	105
5.32 Emergente Flüße von ZPN für $T_{\text{eff}} = 100000\text{K}$	106
5.33 Kontinuierliche Energieverteilung im Vergleich mit planparalleler (gestr.) Rechnung für ein NGC 2392 (durchgez.) Unified-Modell.	108
5.34 Linien der BALMER Serie für NGC 2392. Die pp-Vergleichsprofile sind mit eingezeichnet (gepunktet).	109
5.35 Linien der PICKERING Serie für NGC 2392. Die pp-Vergleichsprofile sind mit eingezeichnet (gepunktet).	110
5.36 „Q-ratios“ für Modelle mit verschiedenem T_{eff} . PP- (durchgez.), Unified- (gestr.) und Unified-Modelle nahe dem EDDINGTON-Limit (Kreuze) . .	113
5.37 Zwei 51000 K Modelle mit $\log g = 3.7$ (durchgez.) bzw. $\log g = 3.75$ (gestr.) im direkten Vergleich.	115

Tabellenverzeichnis

2.1	Entstehungstiefen der kontinuierlichen Strahlung.	12
5.1	Modellparameter für ζ – Puppis.	48
5.2	Beiträge zum Strahlungsgleichgewicht im Unified-Standardmodell A mit Berücksichtigung der Gasexpansion für das finale Modell.	58
5.3	„Supergiant“-Modelle aus Drew (1989).	63
5.4	Beteiligung der 10 stärksten Linien am Strahlungsgleichgewicht für Modell A. Die Beiträge sind an den gleichen Tiefenpunkten ausgewertet wie das Kontinuum in Tabelle B.1.	66
5.5	Elektronentemperaturen in Einheiten der Effektivtemperatur für spezielle Geschwindigkeitswerte.	68
5.6	Modellparameter für τ – Scorpii.	82
5.7	„Hauptreihen“-Modelle aus Drew (1989).	89
5.8	Modellgitter von Unified-Standardmodellen und berechnete „Zanstra-Raten“	94
5.9	Vergleich zwischen beobachteten und berechneten Zanstra Raten	98
5.10	Modellparameter für NGC 2392.	107
5.11	Modellgitter von Unified-Standardmodellen für das „Q-ratio“ Problem.	112
5.12	Unified-Standardmodelle konstanter Masse für das „Q-ratio“ Problem.	114
5.13	Näherungen für Unified-Standardmodelle zum „Q-ratio“ Problem.	116
B.1	Frequentielle Beteiligung am Strahlungsgleichgewicht für Modell A. Die absorbierte bzw. emittierte Energie ist normiert auf den frequenzintegrierten Anteil. Die Spalte Gesamt zeigt die frequentielle Differenz dieser Werte, bezogen auf die Gesamtdifferenz.	128

Literaturverzeichnis

- Abbott, D.C.: 1982, *Astrophys. J.*, **259**, 282.
- Abbott, D.C., Hummer, D.G.: 1985, *Astrophys. J.*, **294**, 286.
- Anderson, L.S.: 1985, *Astrophys. J.*, **298**, 848.
- Auer, L.H., Mihalas, D.: 1969, *Astrophys. J.*, **158**, 641.
- Auer, L.H., Heasley, J.N.: 1976, *Astrophys. J.*, **205**, 165.
- Barlow, M.J.: 1986, *Proc. 4th British-Spanish School in Astrophysics, Massive Stars*, ed. M. Moles.
- Becker, S.R., Butler, K.: 1988a, *Astron. Astrophys.*, **201**, 232.
- Becker, S.R., Butler, K.: 1988b, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **74**, 211.
- Becker, S.R., Butler, K.: 1988c, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **76**, 331.
- Becker, S.R., Butler, K.: 1989, *Astron. Astrophys.*, **209**, 244.
- Becker, S.R., Butler, K.: 1990a, *Astron. Astrophys.*, **235**, 326.
- Becker, S.R., Butler, K.: 1990b, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **84**, 95.
- Berger, C.: 1989, Diplomarbeit an der Ludwig - Maximilians - Universität München.
- Bergeron, J.: 1977, *Astrophys. J.*, **211**, 62.
- Bohannon, B., Abbott, D.C., Voels, S.A., Hummer, D.G.: 1986, *Astrophys. J.*, **308**, 728.
- Bohannon, B., Voels, S.A., Abbott, D.C., Hummer, D.G.: 1990, *Astrophys. J.*, **365**, 729.
- Brocklehurst, M.: 1971, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **153**, 471.
- Butler, K.: 1990 *Atomic Data and models for hot star abundance determinations*, Properties of Hot Luminous Stars, S. 108, ed. C.Garmany, A.S.P. Conf. Ser. Vol.7.
- Campbell, A.: 1988, *Astrophys. J.*, **335**, 664.
- Cassinelli, J.P., Olson, G.L., Salio, R.: 1978, *Astrophys. J.*, **220**, 537.
- Castor, J.: 1970, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **149**, 111.

- Castor, J., Abbott, D.C., Klein, R.: 1975, *Astrophys. J.*, **195**, 157.
- Castor, J., Simon, T.: 1983, *Astrophys. J.*, **265**, 304.
- Clegg, R.E.S, Middlemass, D.: 1987, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **228**, 759.
- Drew, J.E.: 1985, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **217**, 867.
- Drew, J.E.: 1989, *Astrophys. J. Suppl.*, **71**, 267.
- Drew, J.E.: 1990 *O Star Wind Temperatures, SiIV λ 1397 Absorption And HI H_{α} Emission*, Properties of Hot Luminous Stars, S. 230, ed. C.Garmany, A.S.P. Conf. Ser. Vol.7.
- Feautrier, P.: 1964, *C.R. Acad. Sci. Paris*, **258**, 3189.
- Ferland, G.J., Truran, J.W.: 1981, *Astrophys. J.*, **244**, 1022.
- Friend, D., Abbott, D.C.: 1986, *Astrophys. J.*, **311**, 701.
- Gabler, R.: 1986, Diplomarbeit an der Ludwig - Maximilians - Universität München.
- Gabler, R., Gabler, A., Kudritzki, R.P., Puls, J., Pauldrach, A.: 1989, *Astron. Astrophys.*, **226**, 162.
- Gabler, R., Kudritzki, R.P., Méndez, R.H.: 1991, *Astron. Astrophys.*, **245**, 587.
- Gabler, A.F.: 1991, Dissertation an der Ludwig - Maximilians - Universität München (in Bearbeitung).
- Garnett, D.R., Kennicutt, R.C., Chu, Y.H., Skillman, E.D.: 1991, *Astrophys. J.*, **373**, 458.
- Giddings, J.R.: 1981, Dissertation an der University of London.
- Gingerich, O.: 1964, 1. Harvard-Smithsonian conf. on stellar atmospheres.
- Gould, R.J.: 1978, *Astrophys. J.*, **219**, 250.
- Groenewegen, M.A.T., Lamers, H.J.G.L.M., Pauldrach, A.W.A.: 1989, *Astron. Astrophys.*, **221**, 78.
- Gruschinske, J.: 1978, Dissertation an der Christian - Albrechts - Universität Kiel.
- Gruschinske, J., Kudritzki, R.P.: 1979, *Astron. Astrophys.*, **77**, 341.
- Hamann, W.R.: 1980, *Astron. Astrophys.*, **84**, 342.

- Hamann, W.R.: 1981, *Astron. Astrophys.*, **100**, 169.
- Hamann, W.R.: 1986, *Astron. Astrophys.*, **160**, 347.
- Harmann, R.J., Seaton, M.J.: 1966, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **132**, 15.
- Heap, S.R.: 1977, *Astrophys. J.*, **215**, 864.
- Heber, U.: 1988, *The 2nd Conference on Faint Blue Stars; IAU Coll. 95*, eds. Davis Philip et al., p. 191
- Herrero-Davó, A.: 1986, Dissertation an der Ludwig - Maximilians - Universität München.
- Herrero, A., Kudritzki, R.P., Vílchez, J.M., Kunze, D., Butler, K., Haser, S.: 1991, *Astron. Astrophys.*, submitted.
- Hillier, J.: 1987a, *Astrophys. J. Suppl.*, **63**, 947.
- Hillier, J.: 1987b, *Astrophys. J. Suppl.*, **63**, 965.
- Hillier, J.: 1990, *Astron. Astrophys.*, **231**, 116.
- Hunger, K., van Blerkom, D.: 1967, *Zeitschrift für Astroph.*, **66**, 185.
- Husfeld, D., Kudritzki, R.P., Simon, K.P., Clegg, R.E.S.: 1984, *Astron. Astrophys.*, **134**, 139.
- Husfeld, D., Butler, K., Heber, U., Drilling, J.S.: 1989, *Astron. Astrophys.*, **222**, 150.
- Jacoby G.H., Ciardullo, R., Ford, H.C.: 1990, *Astrophys. J.*, **356**, 332.
- Johnson, M.C.: 1925, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **85**, 813.
- Kaler, J.B.: 1989, *Proc. IAU Symp. No. 131 Planetary nebulae*, ed. S. Torres - Peimbert, p. 229.
- Kennicutt, R.C.: 1988, *Astrophys. J.*, **334**, 144.
- Kilian, J.: 1991, Dissertation an der Ludwig - Maximilians - Universität München.
- Kudritzki, R.P.: 1976, *Astron. Astrophys.*, **52**, 11.
- Kudritzki, R.P., Simon, K.P.: 1978, *Astron. Astrophys.*, **70**, 653.
- Kudritzki, R.P.: 1979, *Comm. of 22nd Intern. Liege Astrophys. Coll.*, S.295.
- Kudritzki, R.P., Simon, K.P., Hamann, W.R.: 1983, *Astron. Astrophys.*, **118**, 245.

- Kudritzki, R.P., Hummer, D.G.: 1986, *Luminous Stars and Associations in Galaxies*; IAU Symp. No. 116, eds. C.W. de Loore, A.J. Willis, D. Laskarides, p. 3.
- Kudritzki, R.P.: 1988, *The Atmospheres Of Hot Stars: Modern Theory And Observation, 18th Advanced Course, Swiss Society of Astronomy and Astrophysics, Leysin March 1988, Max-Planck-Institut für Astrophysik, Veröffentlichung MPA 380.*
- Kudritzki, R.P., Pauldrach, A., Puls, J. Abbott, D.C.: 1988, *Astron. Astrophys.*, **219**, 205.
- Kudritzki, R.P., Méndez, R.H.: 1989, *Proc. IAU Symp. No. 131 Planetary nebulae*, ed. S. Torres - Peimbert, p. 273.
- Kudritzki, R.P., Cabanne, M.L., Husfeld, D., Niemela, V.S., Groth, H.G., Puls, J., Herrero, A.: 1989a, *Astron. Astrophys.*, **226**, 235.
- Kudritzki, R.P., Gabler, A., Gabler, R., Groth, H.G., Pauldrach, A., Puls, J.: 1989b, in *Proc. IAU Coll. 113, 'Physics of Luminous Blue Variables'*, ed. K. Davidson et al. S.67.
- Kudritzki, R.P., Hummer, D.G.: 1990, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **28**, 303.
- Kudritzki, R.P., Gabler, R., Kunze, D., Pauldrach, A., Puls, J.: 1991a, *Massive Stars in Starbursts*, S. 59, ed. C. Leitherer, N. Walborn, T. Heckman, C. Norman, Cambridge: Cambridge Univ. Press.
- Kudritzki, R.P., Hummer, D.G., Pauldrach, A., Puls, J., Najarro, F., Imhoff, J.: 1991b, *Astron. Astrophys.*, *in press*.
- Kunasz, P.B., Hummer, D.G.: 1975, *Astrophys. J.*, **202**, 92.
- Kunze, D.: 1990 *(New) Methods Of Radiative Transfer In Expanding Atmospheres, Properties of Hot Luminous Stars*, S. 91, ed. C. Garmany, A.S.P. Conf. Ser. Vol.7.
- Lamers, H.J.G.L.M., Morton, D.C.: 1976, *Astrophys. J.*, **32**, 715.
- Lamers, H.J.G.L.M., Rogerson, J.B.: 1978, *Astron. Astrophys.*, **66**, 417.
- Lamers, H.J.G.L.M., Waters, L.B., Wesselius, P.R.: 1984, *Astron. Astrophys.*, **134**, L17.
- Lamers, H.J.G.L.M., Waters, L.B.F.M.: 1984, *Astron. Astrophys.*, **136**, 37.

- Lamers, H.J.G.L.M.: 1991, *Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models*, L.Crivellari et al. (eds), Kluwer Academic Publish., **C341**, 311.
- Lucy, L.B.: 1971, *Astrophys. J.*, **163**, 95.
- Maeder, A., Meynet, G.: 1987, *Astron. Astrophys.*, **182**, 243.
- Mc Carthy, J.K., Mould, J.R., Méndez, R.H., Kudritzki, R.P., Husfeld, D., Herrero, A., Groth, H.G.: 1990, *Astrophys. J.*, **351**, 230.
- Méndez, R.H., Kudritzki, R.P.: 1987, *The 2nd Conference on Faint Blue Stars; IAU Coll. 95*, eds. Davis Philip et al., p. 191.
- Méndez, R.H., Kudritzki, R.P., Herrero, A., Husfeld, D., Groth, H.G.: 1988a, *Astron. Astrophys.*, **190**, 113.
- Méndez, R.H., Groth, H.G., Husfeld, D., Kudritzki, R.P., Herrero, A.: 1988b, *Astron. Astrophys.*, **197**, L25.
- Méndez, R.H., Herrero, A., Manchado, A.: 1990, *Astron. Astrophys.*, **229**, 152.
- Méndez, R.H., Kudritzki, R.P., Herrero, A.: 1991, *Astron. Astrophys.*, in Druck.
- Mihalas, D.: 1972, *Non-LTE Model Atmospheres for B and O stars*, NCAR-TN/STR-76
- Mihalas, D., Hummer, D.G.: 1974, *Astrophys. J. Suppl.*, **265**, 343.
- Mihalas, D.: 1978, *Stellar Atmospheres, scnd. Edition*, W.H. Freeman and Co., San Francisco.
- Milne, E.A.: 1926, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **86**, 459.
- Olson, G.L., Auer, L.M., Buchler, J.R.: 1986, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **35**, 431.
- Olson, G.L., Ebbets, D.: 1981, *Astrophys. J.*, **248**, 1021.
- Osterbrock, D.E.: 1974, *Astrophysics of Gaseous Nebulae*, San Francisco, W.H. Freeman and Co., Table 2.8, p.35 .
- Owocki, S.P., Castor, J.I., Rybicki, G.B.: 1988, *Astrophys. J.*, **335**, 914.
- Owocki, S.P., Poe, C.H., Castor, J.I.: 1990, Properties of Hot Luminous Stars, S. 283, ed. C. Garmany, A.S.P. Conf. Ser. Vol.7.
- Pakull, M.W., Angebault, L.P.: 1986, *Nature*, **322**, 511.

- Pakull, M.W., Motch, C.: 1989, *Nature*, **337**, 337.
- Panagia, N., Felli, M.: 1975, *Astron. Astrophys.*, **39**, 1.
- Pauldrach, A.W.A.: 1985, Diplomarbeit an der Ludwig - Maximilians - Universität München.
- Pauldrach, A.W.A, Puls, J., Kudritzki, R.P.: 1986, *Astron. Astrophys.*, **164**, 86.
- Pauldrach, A.W.A.: 1987a, Dissertation an der Ludwig - Maximilians - Universität München.
- Pauldrach, A.W.A: 1987b, *Astron. Astrophys.*, **183**, 295.
- Pauldrach, A., Herrero, A.: 1988, *Astron. Astrophys.*, **204**, 219.
- Pauldrach, A., Puls, J., Kudritzki, R.P., Méndez, R.H., Heap, S.R.: 1988, *Astron. Astrophys.*, **207**, 123.
- Pauldrach, A.W.A., Puls, J., Gabler, R., Gabler, A.: 1990, Properties of Hot Luminous Stars, S. 171, ed. C. Garmany, A.S.P. Conf. Ser. Vol.7.
- Pauldrach, A., Kudritzki, R.P., Puls, J.: 1991, in Vorbereitung.
- Pauldrach, A.: 1992, in Vorbereitung.
- Puls, J.: 1987a, Dissertation an der Ludwig - Maximilians - Universität München.
- Puls, J.: 1987b, *Astron. Astrophys.*, **184**, 227.
- Puls, J.:1990 (*New*) *Methods Of Radiative Transfer In Expanding Atmospheres*, Properties of Hot Luminous Stars, S. 203, ed. C. Garmany, A.S.P. Conf. Ser. Vol.7.
- Puls, J.: 1991, *Astron. Astrophys.*, **248**, 581.
- Rybicki, G.B.: 1971, *J. Quant. Spectrosc. and Rad. Transf.*, **11**, 589.
- Schönberner, D., Herrero, A., Becker, S., Eber, F., Butler, K., Kudritzki, R.P., Simon, K.P.: 1988, *Astron. Astrophys.*, **197**, 209.
- Schönberner, D.: 1989, *Proc. IAU Symp. No. 131 Planetary nebulae*, ed. S. Torres - Peimbert, p. 463.
- Sellmaier, F.: 1991, Diplomarbeit an der Ludwig - Maximilians - Universität München.
- Simon, K.P.: 1979, Dissertation an der Christian - Albrechts - Universität Kiel.
- Springmann, U.: 1991, Diplomarbeit an der Ludwig - Maximilians - Universität München.

- Stasińska, G., Testor, G., Heydari-Malayeri, M.: 1986, *Astron. Astrophys.*, **170**, L4.
- Vílchez, J.M., Pagel, B.E.J.: 1988, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **231**, 257.
- Werner, K., Husfeld, D.: 1985, *Astron. Astrophys.*, **148**, 417.
- Werner K., Heber, U.: 1991, *Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models*, L. Crivellari et al. (eds), *Kluwer Academic Publish.*, **C341**, 341.
- Whitelock, P.A.: 1985, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **213**, 59.
- Wood, P.R., Faulkner, D.J.: 1986, *Astrophys. J.*, **307**, 659.
- Wright, A.E., Barlow, M.J.: 1975, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **170**, 41.
- Zanstra, H.: 1931, *Publ. Dom. Astrophys. Obs.*, **4**, 209.

Danksagung

Für die selbstlose Zurückstellung ihrer eigenen beruflichen Interessen während dieser Arbeit durch die Betreuung unserer kleinen Tochter steht mein Dank an erster Stelle Astrid zu.

Prof. Dr. R. P. Kudritzki hat sicherlich den entscheidenden Anstoß zu dieser Arbeit gegeben. Mein gebührender Dank gilt ihm insbesondere für seine stete Bereitschaft zur kritischen Beurteilung, Unterstützung und dem persönlichen Einsatz für Forschungsförderung und Arbeitsstelle.

Dr. A. Pauldrach, Dr. J. Puls, Dr. K. Butler und Dr. S. Voels gilt mein persönlicher Dank für das Bereitstellen von Programmen und die Bereitschaft zur eingehenden Diskussion. Prof. Dr. H. G. Groth hat dankenswerterweise die planparallelen Vergleichsmodelle berechnet. Desweiteren soll auch Dr. E. Hahn vom Leibniz-Rechenzentrum München dankend erwähnt werden, der jederzeit **CRAY YMP/464**-spezifische Probleme sofort bearbeitet und meistens auch gelöst hat.

Allen anderen Mitarbeitern des Instituts für Astrophysik und Astronomie die am Fertigstellen dieser Arbeit Anteil hatten, sei für diese Beteiligung gedankt.

Lebenslauf

Ich wurde am 3. November 1959 als zweites von 4 Kindern von Egmont Gabler, Dipl. ing. und Luise Gabler, geb. Aubele, Hausfrau in München geboren. Nach der Grundschule in den Jahren 1966 - 1970 besuchte ich das Erasmus Grasser-Gymnasium in München, das ich mit dem Abitur im Juli 1979 verließ. Im Wintersemester 1979/80 begann ich mit dem Physikstudium an der Ludwig Maximilians-Universität in München, das ich mit dem Diplom im November 1986 abschloß. Von 1. Dezember 1986 bis 31. Oktober 1988 wurde diese Dissertation durch eine halbe DFG - Stelle unter Ku 474 / 13-2 gefördert. Zwischen dem 1. November 1988 und 31. Mai 1990 war ich ganztägig als wissenschaftlicher Angestellter im Rahmen des deutschen Anteil am XUV/ROSAT - Projekt beschäftigt. Seit 1. Juni 1990 bin ich ganztägig als wissenschaftlicher Angestellter im HST - Projekt tätig.

Ich bin verheiratet mit der Dipl. Phys. univ. Astrid Gabler, geb. Wagner und wir teilen uns die Freude an einem Kind. Ich besitze die deutsche Staatsangehörigkeit.