

Beobachtung von heißen Weißen Zwergsternen im ultravioletten und extrem-ultravioletten Spektralbereich

Photosphärische und interstellare Elementhäufigkeiten

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

vorgelegt von
Burkhard Wolff

Kiel
1999

Referent: Prof. Dr. D. Koester

Korreferenten: Prof. Dr. V. Helbig

Prof. Dr. K. Werner (Tübingen)

Tag der mündlichen Prüfung: 12.05.1999

Zum Druck genehmigt: Kiel, den 12.05.1999

gez. H. König

Dekan

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	xiii
1 Einleitung	1
1.1 Was macht Weiße Zwergsterne interessant?	1
1.2 Chemische Zusammensetzung der Atmosphären von Weißen Zwergen . . .	3
1.3 Lokale interstellare Materie	9
2 Theoretische Grundlagen	13
2.1 Modellatmosphären und -spektren	13
2.1.1 Allgemeines	13
2.1.2 LTE-Modellatmosphären	15
2.1.3 NLTE-Modellatmosphären	16
2.2 Chemische Zusammensetzung der Atmosphäre	18
2.2.1 Diffusion, Elementtrennung und radiativer Auftrieb	18
2.2.2 Selbstkonsistente Diffusionsrechnungen	20
2.2.3 Nicht-Gleichgewichtsrechnungen	23
2.3 Interstellare Absorption und Fluß an der Erde	24
3 Verwendete Beobachtungen	29
3.1 ROSAT	29
3.2 EUVE	32
3.3 HST, Calar Alto	39
4 Photometrische Röntgen- und EUV-Beobachtungen	41
4.1 Vorbemerkungen	41
4.2 Analyse der Beobachtungen	41
4.2.1 Synthetische Impulshöhenverteilungen und Zählraten	41
4.2.2 Methoden	42
4.3 Ergebnisse mit reinen Wasserstoff-Atmosphären	44
4.4 Ergebnisse mit relativen Metallizitäten	48
4.5 Diskussion	51
5 Spektroskopische Beobachtungen mit EUVE	57
5.1 Vorbemerkungen	57
5.2 Analysemethoden	58
5.3 Analyse von G 191-B2B	59

5.3.1	Chemische Zusammensetzung der Atmosphäre	59
5.3.2	Effektivtemperatur aus LTE-Modellatmosphären	69
5.3.3	NLTE-Modellatmosphären	72
5.3.4	Selbstkonsistente Diffusionsrechnungen	76
5.4	EUVE-Beobachtungen anderer Weißer Zwerge	79
5.4.1	Übersicht	79
5.4.2	Analyse mit relativen Metallizitäten	86
5.4.3	Photosphärische Metalle bei $T_{\text{eff}} < 50000$ K	91
5.4.4	Analyse von Sirius B	95
5.5	Diskussion	96
6	Wasserstoff und Helium im lokalen interstellaren Medium	105
6.1	Analyse der Beobachtungen	105
6.2	Ergebnisse	107
6.3	Verteilung des neutralen Wasserstoffs	112
6.4	Ionisation von Wasserstoff und Helium	117
6.5	Diskussion	121
7	Schlußfolgerungen	129
A	Verwendete ROSAT- und EUVE-Beobachtungen	131
B	Interstellare Säulendichten aus EUVE-Spektren	137
C	HST/GHRS-Spektren von G 191-B2B	143
D	EUVE-Spektren	149
	Literaturverzeichnis	171

Abbildungsverzeichnis

1.1	Vergleich: DA Weißer Zwerg und Planck-Strahlung	7
1.2	Vergleich: DA Weißer Zwerg mit Wasserstoff und mit Eisen	7
2.1	Elementschichtung bei selbstkonsistenten Diffusionsmodellen	21
2.2	Elementschichtung von Eisen	22
2.3	Absorption durch interstellaren Wasserstoff und Helium	26
3.1	PSPC-Impulshöhenverteilung von HZ 43A	32
3.2	Aufnahme von HZ 43A mit dem SW-Spektrometer	35
3.3	Unkalibrierte EUVE-Spektren von HZ 43A	37
3.4	Flußkalibriertes EUVE-Spektrum von HZ 43A	38
3.5	Einfluß der korrigierten effektiven Flächen	39
4.1	Effektivtemperaturen aus der ROSAT-Analyse	47
4.2	Relative Metallizitäten aus ROSAT- und EUVE-Zählraten	50
4.3	Relative Metallizitäten: Abhängigkeit von $N(\text{H I})$	51
4.4	Relative Metallizitäten: Abhängigkeit von T_{eff} und $\log g$	53
4.5	Relative Metallizitäten: Abhängigkeit von $\log g$	54
5.1	G 191-B2B: Balmer-Linien	60
5.2	G 191-B2B: EUVE-Spektrum (1)	61
5.3	G 191-B2B: N V- und Si IV-Linien (UV)	62
5.4	G 191-B2B: Fe V- und Ni IV-Linien (UV)	63
5.5	G 191-B2B: EUVE-Spektrum (2)	65
5.6	G 191-B2B: Einfluß von Eisen und Nickel im EUV	66
5.7	G 191-B2B: Interstellares He II	67
5.8	G 191-B2B: Einfluß von Neon	68
5.9	G 191-B2B: T_{eff} -Bestimmung aus dem EUVE-Spektrum	70
5.10	G 191-B2B: Balmer-Linien, „blanketing“-Effekt	71
5.11	G 191-B2B: NLTE-Modell (EUV)	72
5.12	G 191-B2B: NLTE-Modell (EUV) mit $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$	73
5.13	G 191-B2B: Vergleich LTE mit NLTE	73
5.14	G 191-B2B: Ionisationsgleichgewicht von Eisen	74
5.15	G 191-B2B: Fe V-Linien im NLTE	75
5.16	G 191-B2B: Balmer-Linien, NLTE-Modell	76
5.17	G 191-B2B: Diffusionsmodell, STIS-Spektrum	77
5.18	G 191-B2B: Diffusionsmodell, EUVE-Spektrum	78

5.19	G 191-B2B: EUVE-Spektrum (homogene Häufigkeiten)	79
5.20	Übersicht: G 191-B2B-Gruppe	81
5.21	Übersicht: GD 246-Gruppe	82
5.22	Übersicht: Reine Wasserstoff-Atmosphären	83
5.23	Übersicht: Andere EUVE-Spektren	84
5.24	GD 246: Vergleich mit G 191-B2B	85
5.25	G 191-B2B-Gruppe: Vergleich mit G 191-B2B	87
5.26	EUVE-Spektrum von GD 394	92
5.27	EUVE-Spektrum von RE J1629+78	93
5.28	EUVE-Spektrum von Sirius B	96
5.29	Eisen-Häufigkeit: Abhängigkeit von T_{eff} und $\log g$	100
5.30	Eisen-Häufigkeit: Vergleich mit Vorhersagen	101
6.1	$N(\text{HI})$ gegen Entfernung	114
6.2	$N(\text{HI})$ -Verteilung in galaktischen Koordinaten	115
6.3	$N(\text{HI})$ gegen Entfernung: CMa-Objekte	116
6.4	Ionisation von H und He aufgetragen gegen Entfernung	118
6.5	Ionisation von H und He (galaktische Koordinaten)	119
6.6	Ionisation von H und He in Richtung CMa	120
6.7	$N(\text{HI})$ und weicher Röntgenhintergrund	122
6.8	$N(\text{HI})$ -Verteilung in der galaktischen Ebene	125
C.1	HST/GHRS-Spektrum von G 191-B2B (N V- und Ni V-Linien)	144
C.2	HST/GHRS-Spektrum von G 191-B2B (Si IV- und Fe V-Linien)	144
C.3	G 191-B2B: Anpassung der N V-Linien (1)	145
C.4	G 191-B2B: Anpassung der N V-Linien (2)	145
C.5	G 191-B2B: Anpassung der Si IV-Linien (1)	146
C.6	G 191-B2B: Anpassung der Si IV-Linien (2)	146
C.7	G 191-B2B: Anpassung der Fe V-Linien (1)	147
C.8	G 191-B2B: Anpassung der Fe V-Linien (2)	147
C.9	G 191-B2B: Anpassung der Ni V-Linien (1)	148
C.10	G 191-B2B: Anpassung der Ni V-Linien (2)	148
D.1	WD 0004+330 (GD 2)	149
D.2	WD 0027-636 (MCT 0027-6341)	150
D.3	WD 0050-332 (GD 659)	150
D.4	WD 0131-164 (GD 984)	151
D.5	WD 0226-615 (HD 15638)	151
D.6	WD 0232-035 (Feige 24)	152
D.7	WD 0455-282 (MCT 0455-2812)	152
D.8	WD 0501+527 (G 191-B2B)	153
D.9	WD 0509-007 (RE J0512-00)	153
D.10	WD 0512+326 (HD 33959C)	154
D.11	WD 0549+158 (GD 71)	154
D.12	WD 0621-376 (RE J0623-37)	155
D.13	WD 0630-050 (RE J0632-05)	155

D.14 WD 0642–166 (Sirius B)	156
D.15 WD 0715–703 (RE J0715–70)	156
D.16 WD 0721–276 (RE J0723–27)	157
D.17 WD 0838+035 (RE J0841+03)	157
D.18 WD 1029+537 (RE J1032+53)	158
D.19 WD 1056+516 (LB 1919)	158
D.20 WD 1057+719 (PG 1057+719)	159
D.21 WD 1123+189 (PG 1123+189)	159
D.22 WD 1234+482 (PG 1234+482)	160
D.23 WD 1254+223 (GD 153)	160
D.24 WD 1314+293 (HZ 43A)	161
D.25 WD 1543–366 (RE J1546–36)	161
D.26 WD 1620–391 (CD –38°10980)	162
D.27 WD 1631+781 (RE J1629+78)	162
D.28 WD 1658+440 (PG 1658+440)	163
D.29 WD 1740–706 (RE J1746–70)	163
D.30 WD 1845+019 (Lanning 18)	164
D.31 WD 2004–605 (RE J2009–60)	164
D.32 WD 2020–425 (MCT 2020–4234)	165
D.33 WD 2111+498 (GD 394)	165
D.34 WD 2124+191 (IK Peg)	166
D.35 WD 2152–548 (RE J2156–54)	166
D.36 WD 2211–495 (RE J2214–49)	167
D.37 WD 2247+583 (Lanning 23)	167
D.38 WD 2309+105 (GD 246)	168
D.39 WD 2321–549 (RE J2324–54)	168
D.40 WD 2331–475 (MCT 2331–4731)	169

Tabellenverzeichnis

1.1	Klassifikation der Spektren Weißer Zwerge	4
2.1	Vergleich der Diffusionsrechnungen	22
3.1	Instrumente des Röntgensatelliten ROSAT	30
3.2	Photometrische Instrumente des EUVE-Satelliten	33
3.3	Spektrometer des EUVE-Satelliten	33
4.1	ROSAT-Ergebnisse	45
4.2	Ergebnisse mit relativen Metallizitäten (ROSAT- und EUVE-Zählraten) . .	49
5.1	Metallhäufigkeiten in G 191-B2B	64
5.2	Obere Grenzen für photosphärische Metalle in G 191-B2B	69
5.3	EUVE-Ergebnisse mit relativen Metallizitäten	89
5.4	ROSAT- und EUVE-Ergebnisse bei $T_{\text{eff}} < 50000 \text{ K}$	94
5.5	Obere Grenzen für photosphärische Metalle in Sirius B	96
5.6	Parameter des EUVE-Ensembles	98
6.1	Interstellare Säulendichten von H I, He I und He II	108
6.2	Interstellare Ionisationsgrade von H und He	111
6.3	Mittlere Dichten von H I	113
A.1	ROSAT-Beobachtungen	131
A.2	EUVE-Beobachtungen	134
B.1	Interstellare Säulendichten von Wasserstoff	137
B.2	Interstellare Säulendichten von Helium	139
B.3	He I/H I- und He II/H I-Verhältnisse	141

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Beobachtungen mit den ROSAT-, EUVE- und HST-Satelliten von heißen Weißen Zwergsternen des Spektraltyps DA analysiert. Bei diesen Objekten werden im visuellen Bereich des elektromagnetischen Spektrums nur die Balmer-Linien des Wasserstoffs beobachtet. Andere Elemente sind wegen ihres größeren Gewichts und der hohen Schwerebeschleunigung von $g \approx 10^8 \text{ cm s}^{-2}$ in tiefere Atmosphärenschichten abgesunken.

In den letzten 20 Jahren haben sich durch Beobachtungen im ultravioletten, extrem-ultravioletten und Röntgen-Bereich die Hinweise verdichtet, daß neben Wasserstoff auch Spuren schwererer Elemente in den Atmosphären vorhanden sein können. Diese sind durch schwache Absorptionslinien im Ultravioletten beobachtbar und absorbieren den stellaren Strahlungsfluß im extremen Ultraviolett (EUV) und im Röntgen-Gebiet. Sie werden vermutlich durch den Strahlungsdruck am Absinken gehindert.

Mit Hilfe der ROSAT- und EUVE-Beobachtungen konnten in dieser Arbeit präzise Temperaturgrenzen für die Existenz von schweren Elementen in den Atmosphären bestimmt werden: Nahezu alle DA Weißen Zwerge mit $T_{\text{eff}} > 50000 \text{ K}$ weisen Spuren an zusätzlichen photosphärischen Absorbern auf, während bei niedrigeren Temperaturen solche Objekte eine kleine Minderheit bilden.

Die Natur dieser Absorber konnte durch die gemeinsame Untersuchung von HST- und EUVE-Spektren des DA Weißen Zwergs G 191-B2B geklärt werden: Das Element mit der stärksten Absorption im EUV ist Eisen, gefolgt von Nickel. Dieses Ergebnis kann auch auf die anderen Objekte mit $T_{\text{eff}} > 50000 \text{ K}$ übertragen werden. Der Vergleich mit Modellrechnungen bestätigt weitgehend die Vermutung, daß radiativer Auftrieb diese Elemente am Absinken hindert.

Die Analyse von Weißen Zwergen im extrem-ultravioletten und Röntgen-Bereich ist wegen der interstellaren Absorptionskanten von H I (912 Å), He I (504 Å) und He II (228 Å) untrennbar mit der Bestimmung der Säulendichten für diese Elemente entlang des Sehstrahls zum Objekt verknüpft. Hiermit kann das interstellare Medium in der Umgebung der Sonne untersucht werden.

Die Verteilung des neutralen Wasserstoffs, wie sie sich aus den EUVE-Daten ergibt, stimmt mit den bisherigen Kenntnissen über die lokale interstellare Materie überein. Helium ist in allen Blickrichtungen weitgehend gleichmäßig ionisiert, während es bei Wasserstoff Hinweise auf eine bevorzugte Ionisation in Richtung des Sternbilds Canis Major (Großer Hund) gibt. Dies bestätigt die Annahme, daß die Ionisation von Wasserstoff in der lokalen interstellaren Materie durch die EUV-Strahlung des Canis-Major-Sterns Adara entsteht.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Was macht Weiße Zwergsterne interessant?

Weiße Zwergsterne unterscheiden sich in vielen Eigenschaften von normalen Sternen wie der Sonne. Die wichtigste ist die geringe Größe, auf die direkt aus der Beziehung zwischen Leuchtkraft L , Radius R und Effektivtemperatur T_{eff} geschlossen werden kann. Als Leuchtkraft wird die gesamte pro Zeiteinheit abgestrahlte Energie bezeichnet. Die Effektivtemperatur ist eine für die Sternatmosphäre charakteristische Temperatur. Da die lokale Temperatur innerhalb der Atmosphäre variiert, kann keine einheitliche Oberflächentemperatur angegeben werden. Die Effektivtemperatur wird über

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (1.1)$$

definiert, wobei σ die Stefan-Boltzmannsche Strahlungskonstante ist; σT_{eff}^4 ergibt den Energiefluß pro Flächeneinheit eines Schwarzen Körpers mit der Temperatur T_{eff} .

Zur Bestimmung der Leuchtkraft ist neben der Kenntnis des Energieflusses des Sterns, wie er an der Erde gemessen wird, auch die Entfernung zum Stern erforderlich. Die Effektivtemperatur kann aus den Sternspektren bestimmt werden. Da Weiße Zwerge typischerweise nur etwa 1/10000 der Leuchtkraft sonnenähnlicher Sterne haben, müssen sie bei derselben Effektivtemperatur einen um 1/100 kleineren Radius haben.

Historisch gesehen wurde die Besonderheit von Weißen Zwergen entdeckt, nachdem um die Jahrhundertwende Sternspektren systematisch untersucht wurden und Zusammenhänge zwischen der absoluten Helligkeit – ein Maß für die Leuchtkraft – und den Spektren erkannt wurden. Pickering und Russell bemerkten als erste im Jahr 1910, daß der Stern 40 Eridani B im Vergleich mit anderen Sternen mit ähnlichen Spektren eine weitaus geringere absolute Helligkeit besitzt (vgl. Russel 1944). Mit dem Sirius-Begleiter Sirius B (Adams 1915) und mit Van Maanen 2 (van Maanen 1917) konnten zwei weitere ähnliche Objekte identifiziert werden. Die Bezeichnung „Weißer Zwerg“ wurde gewählt, weil diese Objekte wegen ihrer hohen Effektivtemperaturen weißliche bis gelbliche Farbe haben und weil sie kleiner sind als andere Sterne mit vergleichbaren Effektivtemperaturen.

Von diesen Objekten wurde Sirius B bereits 1862 durch Clark entdeckt, nachdem Bessel schon 1844 in einem Brief an Gauss vorschlug, die wellenförmige Eigenbewegung von Sirius durch die Gravitationswirkung eines unsichtbaren Begleiters zu erklären. Wegen der großen Helligkeit von Sirius A konnte dieser Begleiter erst später identifiziert werden.

Die Besonderheit von Sirius B wurde jedoch erst deutlich, nachdem Adams (1915) die Aufnahme eines Spektrums gelang.

Da sich Sirius B in einem Doppelsternsystem befindet, konnte für diesen Stern aus dem dritten Keplerschen Gesetz eine Masse bestimmt werden (Boss 1910). Aus $M \approx 1 M_{\odot}$ (eine Sonnenmasse) folgt eine mittlere Dichte von $\approx 10^6 \text{ g cm}^{-3}$, während die Sonne $\rho \approx 1 \text{ g cm}^{-3}$ aufweist. Diese hohen Dichten wurden damals generell als „absurd“ angesehen, wie es Eddington (1926, S. 171) rückblickend formulierte.

Der innere Aufbau von Weißen Zwergen kann wegen der Dichte nur mit der Quantenmechanik verstanden werden, die zum ersten Mal von Fowler (1926) für diese Sterne verwendet wurde. Aufgrund des Pauli-Prinzips können die Elektronen im Phasenraum nicht beliebig dicht gepackt werden; das Elektronengas ist (teilweise) entartet und wirkt einer Kontraktion durch die Gravitation entgegen.

Die Konsequenzen, die sich aus der Elektronenentartung für den inneren Aufbau ergeben, hat in den dreißiger Jahren Chandrasekhar untersucht (vgl. Chandrasekhar 1939, S. 412ff). Zwischen dem Radius und der Masse besteht eine Beziehung, so daß mit zunehmender Masse der Radius geringer wird. Außerdem gibt es eine Grenzmasse, oberhalb derer Weiße Zwerge nicht existieren können. Diese wird erreicht, wenn die Elektronen im gesamten Stern relativistische Geschwindigkeiten annehmen, wodurch der Elektronendruck sinkt und den Stern nicht mehr stabilisieren kann. Ein aktueller Wert für die Grenzmasse ist $1.46 M_{\odot}$ bei einer chemischen Zusammensetzung aus Helium, Kohlenstoff und Sauerstoff (Kippenhahn & Weigert 1991, S. 182).

Der Ursprung Weißer Zwerge läßt sich aus der Theorie des Sternaufbaus und der Sternentwicklung verstehen: Sie sind neben Neutronensternen und Schwarzen Löchern ein mögliches Endstadium der Sternentwicklung. Es werden etwa 90 % aller Sterne zu Weißen Zwergen (Koester & Weidemann 1980).

Bevor ein Stern zu einem Weißen Zwerg wird, ist die längste Phase der Sternentwicklung durch die Fusion von Wasserstoff zu Helium im Sternzentrum gekennzeichnet. Der Stern befindet sich auf der Hauptreihe im Hertzsprung-Russell-Diagramm ((T_{eff}, L) -Diagramm). Bei Sternen mit der Masse der Sonne dauert diese Phase etwa 9 Milliarden Jahre. Wenn der Vorrat an Wasserstoff im Zentrum weitgehend verbraucht ist, verlagert sich das Fusionsgebiet in eine Schale. Der Kern kontrahiert, während sich die äußere Hülle ausdehnt. Der Stern wird zu einem Roten Riesen, mit kühlerer Effektivtemperatur und größerer Leuchtkraft. Dieser Prozeß wird gestoppt, wenn die Temperatur im Zentrum durch die Kontraktion etwa 10^8 K erreicht hat. Dann zündet die Fusion von Helium zu Kohlenstoff und von Kohlenstoff zu Sauerstoff.

Nachdem auch Helium im Kern verbraucht ist, wird die Helium-Brennzone ebenfalls zu einer Schalenquelle. Der Stern entwickelt sich erneut zu einem Roten Riesen (Asymptotischer Riesenast). Der Kern kontrahiert weiter; bei einem Stern von ursprünglich einer Sonnenmasse wird die Materie im Zentrum nun jedoch entartet, wodurch Kontraktion nicht mehr zu einer Temperaturerhöhung führt. Die Temperatur zur Fusion von Kohlenstoff und Sauerstoff wird nicht mehr erreicht.

Auf dem Asymptotischen Riesenast stößt der Stern einen Teil der äußeren Hülle ab, wodurch sich die Oberfläche den Brennschalen nähert und die Effektivtemperatur ansteigt. Die abgestoßene Hülle wird von der Sternstrahlung zum Leuchten angeregt. Es wird ein Planetarischer Nebel sichtbar. Nachdem schließlich die nuklearen Energiequellen erloschen

sind, ist aus dem entarteten Kern des Roten Riesen ein Weißer Zwerg geworden.

Zu Beginn der Weißen-Zwerg-Phase hat der Stern $T_{\text{eff}} > 100000 \text{ K}$ (Sonne: $T_{\text{eff}} = 5780 \text{ K}$). Der Weiße Zwerg kontrahiert weiter, wobei etwa die Hälfte der freiwerdenden Gravitationsenergie die Fermi-Energie der Elektronen erhöht, während die andere Hälfte abgestrahlt wird. Gleichzeitig verringert sich die thermische Energie der Ionen, wodurch der Weiße Zwerg abkühlt und an Leuchtkraft verliert. Aus der aktuellen Leuchtkraft kann daher auf die Zeit t seit dem Ende des nuklearen Brennens geschlossen werden:

$$t \propto L^{-5/7} . \quad (1.2)$$

Die Theorie des Abkühlens von Weißen Zwergen geht auf Mestel (1952) zurück. Für die lichtschwächsten heute beobachtbaren Weißen Zwerge mit $\log L/L_{\odot} \approx -4.5$ (Liebert 1980, Winget et al. 1987) folgt ein Alter von etwa 10 Milliarden Jahren.

Da der Stern im Lauf seines Lebens Masse verliert, können auch Sterne mit Anfangsmassen, die größer als die Chandrasekhar'sche Grenzmasse sind, Weiße Zwerge werden. Empirisch läßt sich eine obere Grenze aus der Beobachtung von Weißen Zwergen in jungen Sternhaufen bestimmen. Wenn in einem Haufen ein Weißer Zwerg entdeckt werden kann, dann ist die höchste Masse der (wasserstoffbrennenden) Hauptreihensterne eine untere Grenze für die maximale Anfangsmasse, da die Verweildauer auf der Hauptreihe mit der Masse abnimmt und die Sterne in einem Haufen gleichzeitig entstanden sind. Reimers & Koester (1982) konnten auf diese Weise eine maximale Masse von $8_{-2}^{+3} M_{\odot}$ bestimmen. Die Endmassen der Weißen Zwerge liegen jedoch in einem engen Intervall: 2/3 aller Weißen Zwerge haben Massen in einem Bereich von $\pm 0.10 M_{\odot}$ um den Mittelwert von $0.58 M_{\odot}$ (Koester et al. 1979).

Neben dem inneren Aufbau unterscheiden sich Weiße Zwerge auch in den nichtentarteten äußeren Hüllen von anderen Sternen. Im folgenden Abschnitt wird auf diese Hülle und vor allem auf ihre chemische Zusammensetzung näher eingegangen.

1.2 Chemische Zusammensetzung der Atmosphären von Weißen Zwergen

Als Atmosphäre eines Sterns werden die Gebiete bezeichnet, in denen die elektromagnetische Strahlung entsteht. Bis auf Ausnahmen wie die Gravitationswechselwirkung in Doppelsternsystemen und die Neutrinos der Sonne beinhalten die Sternspektren die einzigen Informationen, die über einen Stern zur Verfügung stehen. Der Teil der Atmosphäre, in dem die kontinuierliche Strahlung entsteht, wird als Photosphäre bezeichnet. Das Aussehen des emittierten Spektrums wird hauptsächlich von der Effektivtemperatur, der Schwerebeschleunigung $g = GM/R^2$ und der chemischen Zusammensetzung der Atmosphäre bestimmt.

Der historisch gesehen erste Schritt zur systematischen Analyse der Sternspektren bestand in der Einführung eines Klassifikationsschemas. Für Weiße Zwerge kann jedoch die übliche Klassifizierung nicht übernommen werden, da sich die chemische Zusammensetzung der Atmosphären deutlich von der der Hauptreihensterne und Riesensterne unterscheidet.

Tabelle 1.1: Hauptmerkmale für die Klassifikation der Spektren Weißer Zwerge (nach Sion et al. 1983)

Spektraltyp	Merkmale
DA	Balmer-Linien des Wasserstoffs; kein He I, keine Metalle
DB	He I-Linien (neutrales Helium); kein H, keine Metalle
DC	Kontinuierliches Spektrum
DO	He II-Linien (einfach ionisiertes Helium); evtl. auch He I
DQ	Kohlenstoff-Linien (atomar oder molekular)
DZ	Nur Metall-Linien (Elemente schwerer als Helium); kein H oder He

Die heute verwendete Einteilung in Spektraltypen bei Weißen Zwergen (Sion et al. 1983) geht auf Arbeiten von Kuiper (1941), Luyten (1952) und Greenstein (1958, 1960) zurück. Das Symbol zur Bezeichnung eines Spektrums besteht aus einem „D“ für „degenerate“ (historisch für „dwarf“), einem Großbuchstaben für das Element, das das visuelle Spektrum bestimmt, einem oder mehreren weiteren Großbuchstaben für sekundäre spektroskopische Merkmale, falls diese vorhanden sind, und einem Temperaturindex, der über den ganzzahligen Anteil von $50400\text{ K}/T_{\text{eff}}$ definiert ist. In Tab. 1.1 sind die Hauptmerkmale für die Klassifikation zusammengefaßt.

Weißer Zwerge werden in einem Temperaturbereich von $T_{\text{eff}} \approx 4000\text{ K}$ bis über 100000 K beobachtet. Bei höheren Temperaturen findet man die Vorläufersterne wie z. B. die PG 1159-Sterne. Die einzelnen Spektralklassen sind jedoch nicht gleichmäßig über diesen Temperaturbereich verteilt.

Weißer Zwerge vom Spektraltyp DA haben Effektivtemperaturen, die größer als etwa 6000 K sind, da bei niedrigeren Temperaturen der zweite Quantenzustand des Wasserstoffatoms nicht mehr angeregt werden kann. Sie bilden die zahlenmäßig größte Gruppe mit etwa 75 % aller Weißen Zwerge.

Alle anderen Spektraltypen werden als Nicht-DA-Typen bezeichnet. Bei ihnen ist Helium das vorherrschende Element in der Atmosphäre. Da bei $T_{\text{eff}} < 12000\text{ K}$ die He I-Linien nicht mehr angeregt werden können, werden in diesem Temperaturbereich keine DB-Objekte mehr beobachtet. Es werden dann andere spektrale Merkmale (DC, DQ, DZ) sichtbar. DB Weiße Zwerge treten bis etwa $T_{\text{eff}} = 30000\text{ K}$ auf. Bei Effektivtemperaturen von mehr als etwa 45000 K werden DOs mit He II-Linien beobachtet. Zwischen diesen beiden Temperaturen existieren nur Weiße Zwerge vom Typ DA. Dies wird als „DB-Lücke“ bezeichnet.

Die Ursachen für die DB-Lücke sind noch nicht vollständig verstanden. Da Weiße Zwerge langsam abkühlen, muß oberhalb von 45000 K eine Transformation von DO Weißen Zwergen nach DAs stattfinden. Dies kann dadurch möglich sein, daß geringe Mengen an Wasserstoff langsam nach oben diffundieren (s. u.) und eine dünne Wasserstoff-Schicht oberhalb der Helium-Hülle bilden (Fontaine & Wesemael 1987). Möglicherweise spielt aber auch Massenverlust eine wichtige Rolle (Unglaub & Bues 1998). Die untere Grenze könnte dadurch erklärt werden, daß bei $T_{\text{eff}} \approx 30000\text{ K}$ die Konvektionszone von He I in

die Atmosphäre reicht (Liebert et al. 1986, Fontaine & Wesemael 1987). Dadurch wird eine dünne Wasserstoffschicht ($\lesssim 10^{-15} M_{\odot}$) durchmischt, und aus einem DA wird ein DB. Bei dickeren Schichten bleibt der Stern ein DA.

Die Ursache dafür, daß sich die Atmosphären meistens nur aus einem Element zusammensetzen, ist die hohe Schwerebeschleunigung von $g \approx 10^8 \text{ cm s}^{-2}$ aufgrund der geringen Radien und der sonnenähnlichen Massen. Dadurch sinken die schweren Ionen nach unten und das Spektrum wird vom leichtesten Element – entweder Wasserstoff oder Helium – bestimmt (Schatzman 1949, 1958).

Es gibt einige Mechanismen, die dem Diffusionsprozeß aufgrund der Schwerebeschleunigung entgegenwirken können. Neben Massenverlust und Konvektion kann vor allem bei kühlen Weißen Zwergen vom Spektraltyp DZ Akkretion aus dem interstellaren Medium wichtig sein. Ein weiterer denkbarer Prozeß besteht aus Strömungen entlang der Sternmeridiane, die durch Rotation verursacht werden. Allerdings sind die Zeitskalen hierfür vermutlich zu lang, und die meisten Weißen Zwergen rotieren nur sehr langsam (vgl. Koester & Chanmugam 1990).

Bei Weißen Zwergen mit Effektivtemperaturen, die größer als etwa 20000 K sind, kann der Strahlungsdruck der neben der Gravitation wichtigste Mechanismus für die chemische Zusammensetzung sein. Die Voraussetzung hierfür ist, daß die Wellenlängen der Absorptionslinien der Ionen mit dem Maximum im Strahlungsfeld zusammenfallen. Dann kann der Impulsübertrag bei der Strahlungsabsorption groß genug sein, um die Ionen gegenüber der Gravitation zu beschleunigen und um sie am Absinken zu hindern. Da der maximale Strahlungsfluß und die vorherrschenden Ionisationsstufen von der Atmosphärentiefe abhängen, wirkt der radiative Auftrieb nur selektiv auf bestimmte Ionentypen in bestimmten Tiefen.

Die theoretischen Rechnungen zur Diffusion in Verbindung mit Strahlungsdruck von Vauclair et al. (1979) und später von Morvan et al. (1986), Vauclair (1987, 1989) und Chayer et al. (1989, 1991, 1994, 1995a, b) zeigten, daß der selektive Strahlungsdruck bei einigen Effektivtemperaturen und Schwerebeschleunigungen ausreicht, um Spuren von Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Silizium, Eisen oder Nickel in ansonsten von Wasserstoff oder Helium dominierten Photosphären zu halten.

Die Beobachtung von Absorptionslinien dieser Elemente in den Spektren von Weißen Zwergen hat sich in der Vergangenheit jedoch als schwierig erwiesen, da sich die Resonanzlinien bei den vorherrschenden Ionisationsstufen nicht im visuellen Spektralbereich befinden und die vorhergesagten Häufigkeiten teilweise um einige Größenordnungen unterhalb der solaren Werte liegen. Hinzu kommt die Schwierigkeit, zwischen photosphärischen, zirkumstellaren und interstellaren Linien zu unterscheiden.

Der ultraviolette Spektralbereich wurde für Weiße Zwerge vor allem mit dem „International Ultraviolet Explorer“ (IUE) erschlossen. Die ersten Beobachtungen von Metalllinien (CIV, NV, Si IV) in Spektren von DA Weißen Zwergen gelangen bei G 191-B2B (Bruhweiler & Kondo 1981) und Feige 24 (Dupree & Raymond 1982). Beide Objekte haben etwa eine Effektivtemperatur von 60000 K. Bei G 191-B2B konnte die photosphärische Natur der Linien jedoch erst durch die Beobachtung des H_{α} -Emissionskerns, der dieselbe Dopplerverschiebung wie die IUE-Linien aufweist, durch Reid & Wegner (1988) nachgewiesen werden.

Zur Identifikation von Metalllinien im UV sind hochaufgelöste Spektren mit einem

hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis notwendig. Daher ist diese Methode mit einem vertretbaren Aufwand an Beobachtungszeit nur bei einigen wenigen hellen Objekten möglich.

Besser geeignet sind das extreme Ultraviolett (EUV) und der weiche Röntgen-Bereich. Wie Abb. 1.1 zeigt, liegt das Maximum des Strahlungsflusses bei einem Weißen Zwerg vom Typ DA mit $T_{\text{eff}} = 60000\text{ K}$ bei einer Wellenlänge von etwa 200 Å . Dort ist der Fluß um etwa drei Größenordnungen höher als im visuellen Spektralbereich. Ein Schwarzer Körper mit derselben Temperatur hat ein deutlich „weicherer“ Spektrum: Das Maximum ist bei einer größeren Wellenlänge.

In Abb. 1.2 ist die Empfindlichkeit des EUV-Flusses gegenüber geringen Mengen an zusätzlichen photosphärischen Absorbern demonstriert. Wegen der hohen Temperaturen in der Atmosphäre sind die Elemente hochionisiert (üblicherweise drei- bis fünffach). Die Absorptionskanten liegen dann im extremen Ultraviolett. Zusammen mit den mehreren Millionen Absorptionslinien von Elementen wie Eisen in diesem Bereich wird der Strahlungsfluß z. B. schon bei einer Eisen-Häufigkeit von nur $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$ bei $\lambda < 250\text{ Å}$ um einige Größenordnungen absorbiert. Daher können im EUV noch geringe Mengen an Absorbern nachgewiesen werden, die im Ultravioletten nicht oder nur schwer identifiziert werden können.

Beobachtungen im extremen Ultraviolett und im weichen Röntgen-Bereich werden jedoch durch den interstellaren neutralen Wasserstoff erschwert. Aller (1959) schätzte ab, daß außer von den allernächsten Sternen es nicht möglich sein wird, Strahlung im EUV bei Wellenlängen zu beobachten, die kleiner als die Lyman-Kante des Wasserstoffs sind. Erst im Röntgen-Bereich bei $\lambda < 100\text{ Å}$ wäre die interstellare Materie wieder für Strahlung durchsichtig. Diese Auffassung wurde später von Cruddace et al. (1974) revidiert, da sich zu diesem Zeitpunkt die Erkenntnis durchsetzte, daß die interstellare Materie in der Sonnenumgebung deutlich dünner sein kann als von Aller angenommen und daß es Blickrichtungen gibt, die eine niedrigere Dichte als der Durchschnitt haben.

Die geringe Dichte des neutralen Wasserstoffs in der Sonnenumgebung (siehe 1.3) macht die Beobachtung von Weißen Zwergen im EUV möglich. Trotzdem ist die Analyse untrennbar mit der Bestimmung der interstellaren Absorption verbunden. Diese ist im Vergleich mit anderen Objekten jedoch gering, da Weiße Zwerge sehr nahe Sterne sind. Außerdem sind DA Weiße Zwerge bei $T_{\text{eff}} > 25000\text{ K}$ starke Emittoren von EUV-Strahlung, so daß sie einen großen Teil der in diesem Spektralbereich beobachtbaren Objekte bilden.

Mitte der siebziger Jahre wurde zum ersten Mal Röntgen- und EUV-Strahlung von Weißen Zwergen mit Hilfe von Satelliten und Raketenexperimenten gemessen (Mewe et al. 1975, Hearn et al. 1976, Lampton et al. 1976, Margon et al. 1976). Nachdem zuerst eine heiße Korona wie bei der Sonne als Ursprung dieser Strahlung diskutiert wurde (Mewe et al. 1975), schlug Shipman (1976) als erster vor, daß es sich um thermische Strahlung aus der Photosphäre handeln könnte.

Die ersten größeren Ensembles an Weißen Zwergen wurden mit dem „High Energy Astrophysics Observatory (HEAO) 2“ („Einstein“-Satellit) und dem „European X-ray Observatory Satellite“ (EXOSAT) beobachtet (Kahn et al. 1984, Petre et al. 1986, Jordan et al. 1987, Paerels & Heise 1989). Die gemessenen Zählraten von einigen DA Weißen Zwergen erwiesen sich als niedriger, als mit reinen Wasserstoff-Atmosphären bei den Effektivtemperaturen der Sterne zu erwarten war. Es muß daher im EUV zusätzliche Opazität existieren. Dieser Beobachtungsbefund wurde zuerst dadurch erklärt, daß sich

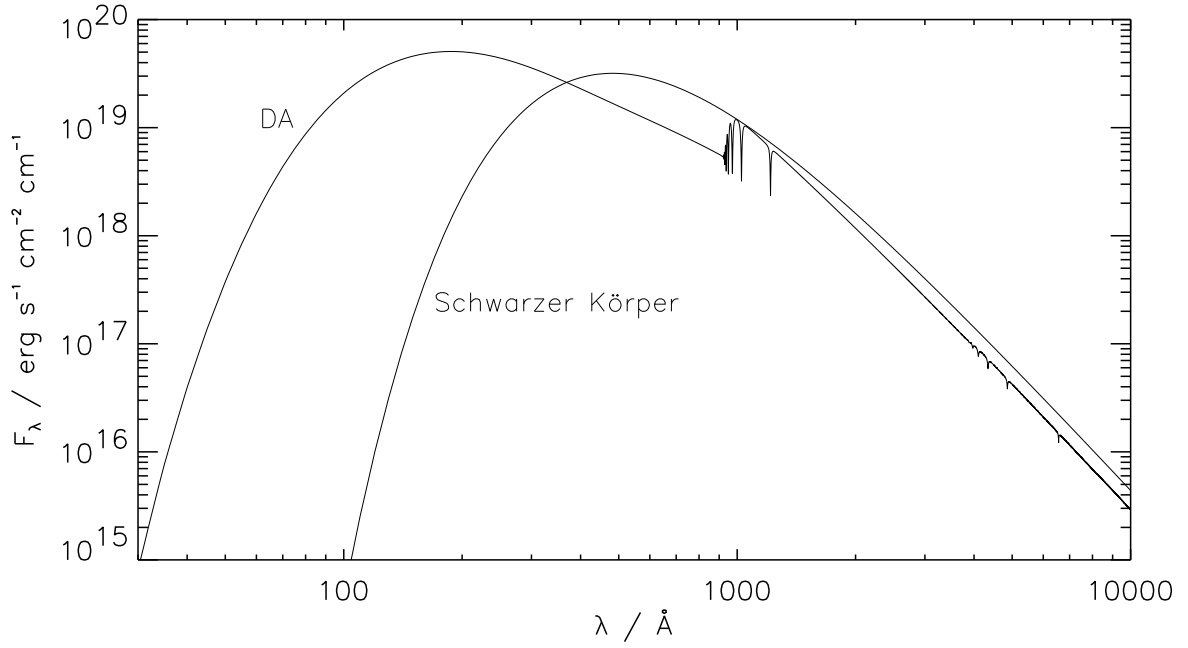


Abbildung 1.1: Vergleich des Spektrums eines DA Weißen Zwergs von $T_{\text{eff}} = 60000 \text{ K}$ und $\log g = 7.5$ mit dem Spektrum eines Schwarzen Körpers von gleicher Temperatur

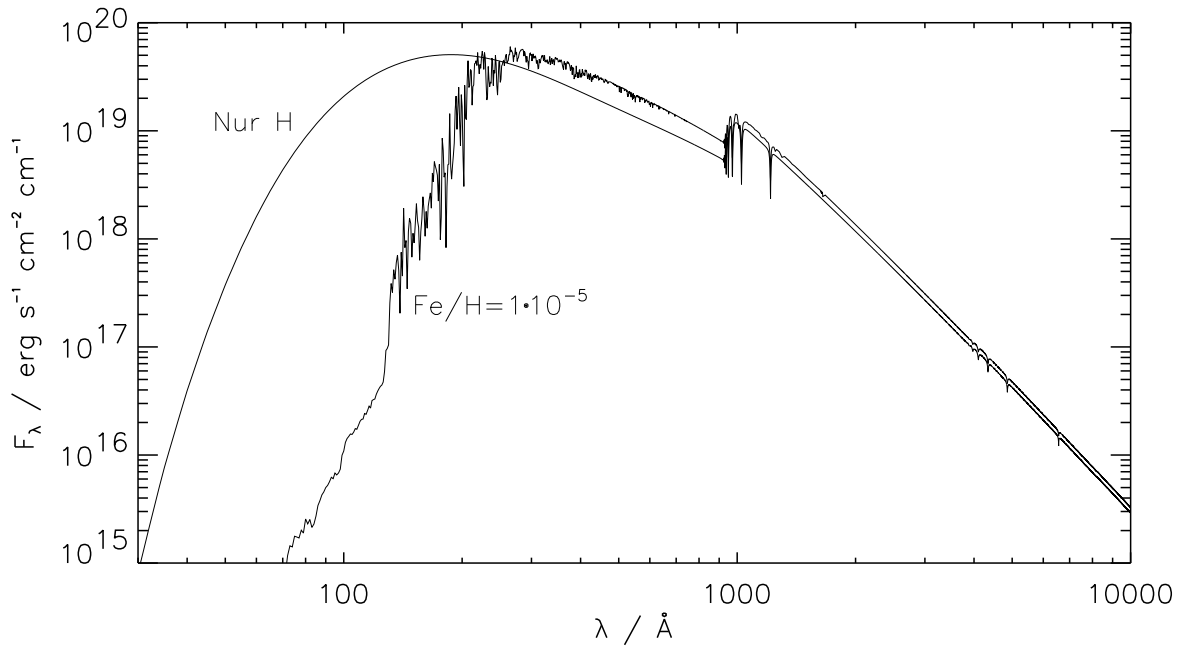


Abbildung 1.2: Vergleich des Spektrums eines DA Weißen Zwerfs von $T_{\text{eff}} = 60000 \text{ K}$, $\log g = 7.5$ und einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre mit dem eines DA Weißen Zwerfs mit $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$

neben Wasserstoff auch Helium – das zweithäufigste Element im Universum – homogen verteilt in den Atmosphären befindet. Dadurch wird Fluß im EUV durch die He II-Kante bei 228 \AA absorbiert. Die aus den Beobachtungsdaten bestimmten Helium-Häufigkeiten ergaben Hinweise auf eine Korrelation mit der Effektivtemperatur.

Um Helium vor dem Absinken zu bewahren, ist ein Mechanismus nötig, der der Gravitationskraft entgegenwirken kann. Vennes et al. (1988) konnten zeigen, daß radiativer Auftrieb zu schwach ist, um Helium-Häufigkeiten, wie sie aus den EUV-Beobachtungen bestimmt wurden, zu erklären. Einen Ausweg aus dieser Situation bot die Annahme, daß Helium tatsächlich abgesunken ist und daß sich oberhalb der Heliumschicht eine dünne Wasserstoffhülle von etwa $10^{-14} M_{\odot}$ befindet. Diese Hülle wäre für Röntgenstrahlung weitgehend durchsichtig, wodurch Helium in diesem Bereich das Spektrum bestimmen könnte, ohne daß optische oder ultraviolette Linien beobachtbar wären. Die ersten Modellen für eine geschichtete Atmosphäre aus Wasserstoff und Helium haben Jordan & Koester (1985) berechnet. Koester (1989a) konnte die gemessenen Zählraten mit solchen Modellen weitgehend reproduzieren.

In den folgenden Jahren verdichteten sich jedoch langsam die Hinweise gegen die Annahme von Helium als Ursache der EUV-Opazität in DA Weißen Zwergen. Vennes et al. (1989) konnten zeigen, daß das EXOSAT-Spektrum ($\lambda = 180 \text{ \AA}$ bis 380 \AA) von Feige 24 eine nur aus Wasserstoff und Helium bestehende Atmosphäre ausschließt. Ein EUV-Spektrum ($\lambda = 200 \text{ \AA}$ bis 330 \AA) von G 191-B2B, aufgenommen mit einem Raketenexperiment, zeigte verschiedene Absorptionskanten, die ursprünglich als O III-Kanten gedeutet wurden, jedoch kein He II (Wilkinson et al. 1992). Außerdem konnten in den UV-Spektren einiger DA Weißer Zwerge – aufgenommen mit IUE und dem „Hubble Space Telescope“ (HST) – Linien von Eisen und Nickel nachgewiesen werden (Sion et al. 1992, Vennes et al. 1992, Holberg et al. 1993, 1994, Vidal-Madjar et al. 1994, Werner & Dreizler 1994). Da diese Elemente mehrere Millionen Linien im EUV haben, können sie einen erheblichen Beitrag zur Opazität in diesem Spektralbereich leisten (siehe Abb. 1.2).

Einen wichtigen Beitrag zur Klärung der Frage der EUV-Absorber leistete der Röntgensatellit „ROSAT“. Durch die Himmelsdurchmusterung mit der „Wide Field Camera“ (WFC) des Satelliten konnte eine große Anzahl bisher unbekannter heißer DA Weißer Zwerge entdeckt werden (Pounds et al. 1993). Allerdings war die Anzahl der als Röntgenquellen entdeckten Weißen Zwerge weitaus geringer als ursprünglich erwartet, was durch die Existenz von Absorbern in diesem Spektralbereich erklärt werden kann (Fleming et al. 1996).

Mit Einzelbeobachtungen durch ROSAT von einigen Weißen Zwergen konnte gezeigt werden, daß diese weder mit homogenen noch mit geschichteten Atmosphären aus Wasserstoff und Helium reproduziert werden können (Barstow et al. 1993a, b). Durch die große Anzahl an Beobachtungen wurde es zum ersten Mal möglich, genaue Temperaturgrenzen für die Existenz der EUV-Absorber zu ziehen (Barstow et al. 1993b, Jordan et al. 1994, Wolff et al. 1995, 1996, Marsh et al. 1997b): Während alle DA Weißen Zwerge mit $T_{\text{eff}} \approx 20000 \text{ K}$ bis 40000 K weitgehend reine Wasserstoff-Atmosphären besitzen, sind bei allen Objekten mit $T_{\text{eff}} \gtrsim 50000 \text{ K}$ zusätzliche Absorber notwendig. In dem dazwischen liegenden Temperaturbereich existieren nach den ROSAT-Beobachtungen sowohl Objekte mit reinen Wasserstoff-Atmosphären als auch solche mit Absorbern.

Mit den ROSAT-Beobachtungen war es jedoch wegen der geringen Energieauflösung

nicht möglich, die Elemente mit hoher EUV-Opazität zu identifizieren. Dies gelang erst mit Hilfe der höheren spektralen Auflösung des „Extreme Ultraviolet Explorer“ (EUVE) und in Verbindung mit ultravioletten Spektren: Der generelle Verlauf des EUVE-Spektrums von G 191-B2B läßt sich weitgehend reproduzieren, wenn die Elementhäufigkeiten verwendet werden, wie sie aus den ultravioletten Linien bestimmt werden (Barstow et al. 1996a, Koester 1996, Lanz et al. 1996, Wolff et al. 1997, 1998). Das wichtigste Element ist dabei Eisen, gefolgt von Nickel. Dieses Ergebnis kann auch auf andere DA Weiße Zwerge mit $T_{\text{eff}} > 50000 \text{ K}$ übertragen werden (Wolff et al. 1998). Die EUVE-Beobachtungen zeigen außerdem, daß im Gegensatz zu den ROSAT-Ergebnissen zwischen 40000 K und 50000 K nur wenige Objekte zusätzliche Absorber aufweisen (Finley 1996, Barstow et al. 1997a, Wolff et al. 1998, 1999).

In dieser Arbeit werden die ROSAT- und EUVE-Beobachtungen von Weißen Zwergen des Spektraltyps DA untersucht. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der Atmosphären (Kap. 4 und 5). Die Ergebnisse werden mit Vorhersagen der Diffusionstheorie verglichen. Außerdem wird in Kap. 6 die interstellare Materie mit Hilfe von EUVE-Spektren untersucht.

1.3 Lokale interstellare Materie

Die interstellare Materie besteht hauptsächlich aus drei unterschiedlichen Phasen (McKee & Ostriker 1977). Ein wesentlicher Teil des interstellaren Raumes wird von einem heißen, dünnen Plasma ($T \approx 10^6 \text{ K}$, $n < 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$) ausgefüllt, das eine Folge von Supernovaexplosionen ist. Darin eingebettet sind kühle, neutrale Wolken ($T \approx 100 \text{ K}$, $n \approx 40 \text{ cm}^{-3}$), die von einem wärmeren, teilweise ionisierten Medium ($T \approx 8000 \text{ K}$, $n \approx 0.3 \text{ cm}^{-3}$) umgeben sind.

Die nähere Umgebung der Sonne wird vor allem durch zwei Beobachtungsphänomene beschrieben: Die Existenz eines weichen Röntgenhintergrunds mit einem Maximum bei 0.25 keV und dem weitgehenden Fehlen von neutralem Gas in einem Bereich von 50 pc bis 200 pc Entfernung.

Der Hintergrund an weicher Röntgenstrahlung wurde Ende der sechziger Jahre durch Raketenexperimente entdeckt (Bowyer et al. 1968, Henry et al. 1968, Bunner et al. 1969). Diese Hintergrundstrahlung zeigt eine generelle Korrelation mit der galaktischen Breite: Die Strahlung ist stärker in Richtung der galaktischen Pole als innerhalb der galaktischen Scheibe. Da der galaktische neutrale Wasserstoff eine entgegengesetzte Korrelation mit der galaktischen Breite aufweist, wurde zuerst angenommen, daß die Röntgenstrahlung einen entfernten, möglicherweise extra-galaktischen Ursprung hat und durch den galaktischen Wasserstoff absorbiert wird (Bowyer et al. 1968, Henry et al. 1968). Es zeigte sich jedoch später, daß die detaillierte Verteilung der Hintergrundstrahlung nicht mit Absorption durch Wasserstoff in Einklang gebracht werden kann (Sanders et al. 1977).

Bessere Übereinstimmung läßt sich erzielen, wenn die Röntgenstrahlung im wesentlichen von einem heißen Plasma mit 10^6 K Temperatur in der Sonnenumgebung erzeugt wird, während sich der neutrale Wasserstoff bei größeren Entfernungen befindet (Sanders et al. 1977). Das Gebiet des heißen Gases wird als Lokale (Heiße) Blase („Local Hot Bubble“) bezeichnet (Tanaka & Bleeker 1977). Die negative Korrelation des Röntgenhintergrunds mit der Wasserstoffverteilung kommt durch die größere Ausdehnung der

Lokalen Blase in Richtung der Pole zustande, vor allem in Richtung zum Nordpol.

Diese Interpretation der Röntgenstrahlung stimmt mit dem unabhängig hiervon beobachteten Fehlen von neutralem Gas in der Sonnenumgebung überein. Knapp (1975, 21 cm-Radiobeobachtungen) und Henry et al. (1976, Lyman-alpha) bestimmten ein Gebiet von etwa 100 pc Radius um die Sonne mit einer geringen Dichte von neutralem Wasserstoff. Eine genauere Verteilung wurde von Frisch & York (1983) und Paresce (1984) bestimmt, wobei vor allem Beobachtungen der interstellaren Lyman-alpha-Absorptionslinien im Licht heller Sterne zur Messung der HI-Säulendichte ($N(\text{HI})$) verwendet wurden. Die Sonne befindet sich danach in einem Gebiet geringer Dichte, das sich in Richtung des dritten galaktischen Quadranten ($180^\circ \leq l \leq 270^\circ$) mehr als 100 pc ausdehnt, während in der entgegengesetzten Richtung die Grenze schon nach einigen zehn Parsec erreicht wird. Dieser Hohlraum wird durch das heiße Gas ausgefüllt, welches die Röntgen-Hintergrundstrahlung erzeugt.

Die Lokale Blase ist jedoch nicht vollkommen frei von neutralem Material. In ihr befinden sich vermutlich mehrere Wolken mit warmem, teilweise neutralem Gas. Die Sonne selber befindet sich innerhalb einer dieser Wolken (Lokale Wolke, „Local Fluff“). Dies ergibt sich aus Beobachtungen des durch HI- und He I-Atome im interplanetaren Raum gestreuten Sonnenlichts (vor allem bei 1216 Å und 584 Å), welche zeigen, daß sich die Sonne gegenüber dem umgebenden interstellaren Medium bewegt (Fahr 1974). Mit der Ulysses-Mission konnte die Relativgeschwindigkeit zu 26 km s^{-1} bestimmt werden (Witte et al. 1993).

Das lokale Gas kann ebenfalls durch Absorptionslinien im Licht naher Sterne nachgewiesen werden. Durch Beobachtungen der Lyman-alpha-Linie von Sternen mit 1.3–14 pc Entfernung mit dem Copernicus-Satelliten konnte eine mittlere Entfernung von der Sonne bis zum Rand der Lokalen Wolke von etwa 3.5 pc bestimmt werden (McClintock et al. 1978).

Neuere Untersuchungen ergeben ein vielschichtiges Bild der lokalen interstellaren Materie. Aus Beobachtungen von interstellaren Ca II-, Fe II- und Mg II-Linien in Richtung auf nahe Sterne folgt, daß es entweder einen Geschwindigkeitsgradienten innerhalb der Lokalen Wolke gibt oder daß diese aus zwei einzelnen Wolken besteht (Lallement & Bertin 1992, Lallement et al. 1995). Außerdem lassen sich innerhalb einer Kugel mit einem Radius von 7 pc mindestens fünf verschiedene Wolkenfragmente aufgrund ihrer unterschiedlichen Radialgeschwindigkeiten unterscheiden (Lallement et al. 1995).

Die Ausdehnung der Lokalen Blase wurde zuletzt von Snowden et al. (1998) und Welsh et al. (1998) untersucht. Snowden et al. haben hierfür Daten aus der Himmelsdurchmusterung mit dem PSPC-Detektor von ROSAT verwendet. Diese Beobachtungen wurden mit einem Modell angepaßt, das neben der Emission aus der Lokalen Blase auch Röntgenstrahlung aus dem galaktischen Halo und extra-galaktischen Ursprungs berücksichtigt. Unter der Annahme einer linearen Beziehung zwischen der Intensität der lokalen Röntgenstrahlung und der Ausdehnung des heißen Plasmas ergibt sich hieraus je nach Blickrichtung eine Entfernung zur Grenze der Lokalen Blase von 40 pc bis 130 pc.

Von Welsh et al. wurden Beobachtungen der interstellaren Na I-Linien verwendet. Diese zeigen, daß die ersten 50 Parsec weitgehend frei von neutralem Gas sind. Die typische Entfernung zum Rand der Lokalen Blase beträgt etwa 70 pc. Daneben gibt es mindestens drei Richtungen, in denen sich die Lokale Blase weiter ausdehnt: Neben dem bekannten

Gebiet im dritten Quadranten mit einer Ausdehnung von mindestens 250 pc und einer Breite von 90 pc gibt es kleinere Tunnel bei $l = 135^\circ$ und $l = 330^\circ$. Interessanterweise zeichnen sich diese drei Richtungen nicht durch eine höhere Röntgenhintergrundstrahlung aus, was darauf hindeutet, daß das Fehlen von neutralem Gas nicht notwendigerweise mit dem Auftreten von heißem Gas zusammenfallen muß (Snowden et al. 1998).

Neben der Lokalen Blase gibt es weitere Gebiete in der Sonnenumgebung, die Röntgenstrahlung emittieren. Das auffälligste Gebiet hängt mit dem im Radiobereich als Loop I oder North Polar Spur (Berkhuijsen et al. 1971) bezeichneten Gebiet zusammen und liegt etwa in Richtung $l = 330^\circ$, $b = 18^\circ$. Diese Blase wird durch einen Wall bestehend aus neutralem Wasserstoff von der Lokalen Blase getrennt. Bei hohen galaktischen Breiten besteht möglicherweise eine Verbindung zwischen beiden Blasen (Cox & Reynolds 1987). Ebenso könnte einer der in den Na I-Daten entdeckten Tunnel eine solche Verbindung darstellen. Da die aus der Loop I-Blase gemessenen Röntgenstrahlen härter sind als die aus der Lokalen Blase, ist das Gas innerhalb Loop I vermutlich heißer (Iwan 1980).

Eine weitere Blase, die möglicherweise eine Verbindung zur Lokalen Blase aufweist, wurde kürzlich von Heiles (1998) entdeckt. Diese liegt mit $l = 238^\circ$, $b = 0^\circ$ in Richtung des bekannten Gebiets geringer Dichte im dritten Quadranten. Die Entfernung beträgt etwa 0.8 kpc.

Die verschiedenen Methoden zur Untersuchung der lokalen interstellaren Materie wurden bereits angesprochen: Hintergrundstrahlung im Röntgenbereich, interstellare Absorptionslinien und interstellare Materie im Sonnensystem. Während mit letzterer die Eigenschaften des Gases in der Lokalen Wolke bestimmt werden können, eignen sich die anderen beiden Methoden besonders zur Bestimmung der Verteilung der Materie.

Zur Beobachtung der interstellaren Absorption ist es notwendig, geeignete Sterne als Hintergrundstrahlungsquellen zu finden. Für die Untersuchung von interstellarem Wasserstoff und Helium bieten sich heiße Weiße Zwergsterne vom Spektraltyp DA an: Sofern die Effektivtemperatur größer als etwa 25000 K ist, ist der Strahlungsfluß im extremultravioletten Spektralbereich groß genug, um die interstellare Absorption bei 912 Å (H I-Kante), 504 Å (He I-Kante), 228 Å (He II-Kante) und 206 Å (Autoionisation von He I) beobachten zu können. Voraussetzung hierfür ist jedoch, daß der EUV-Bereich nicht durch zusätzliche photosphärische Absorber kontaminiert ist. Diese Bedingung ist für die überwiegende Mehrheit der Objekte mit $T_{\text{eff}} < 50000$ K erfüllt (siehe 1.2 und 5.4.3).

In Kap. 6 werden die EUVE-Beobachtungen von Weißen Zwergen benutzt, um interstellare Säulendichten von H I, He I und He II zu bestimmen. Neben der Verteilung des interstellaren Gases lassen sich daraus auch die mittleren Ionisationsgrade von Wasserstoff und Helium entlang der Sichtlinien bestimmen, wenn angenommen wird, daß He III nicht vorhanden ist und daß das Teilchenzahlverhältnis von Wasserstoff zu Helium dem kosmologischen Wert von 10:1 entspricht.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Modellatmosphären und -spektren

2.1.1 Allgemeines

Die Strahlung eines Sterns wird vom Aufbau der Sternatmosphäre bestimmt. Bei den Weißen Zwergsternen, die in dieser Arbeit untersucht wurden, hängt dieser von der Effektivtemperatur $T_{\text{eff}}^4 = L/(4\pi R^2\sigma)$, der Schwerebeschleunigung $g = GM/R$ und der chemischen Zusammensetzung ab. Andere Einflüsse wie Rotation, Pulsation oder Magnetfelder können vernachlässigt werden. Ebenso kann die Atmosphäre als planparallel angenommen werden, da die Dicke der Atmosphäre gegenüber dem Sternradius gering ist.

In der Sternatmosphäre findet keine Energieproduktion mehr statt; diese ist auf das Sterninnere beschränkt. Die Energie wird nur von innen nach außen transportiert, was im einfachsten Fall allein durch Strahlung erfolgt. Das Strahlungsfeld wird dabei über die spezifische Intensität $I_\nu = d^4E/(d\nu dt d\Omega dA)$ beschrieben. Dies ist die Energiemenge, die in dem Frequenzintervall $\nu + d\nu$ pro Zeitintervall dt die Fläche dA in den Raumwinkel $d\Omega$ durchströmt.

Der Strahlungsfluß \mathcal{F}_ν ergibt sich aus der Intensität durch Integration über den Raumwinkel. Bei Sternen wird, da sie nicht räumlich aufgelöst werden können, die über die Sternscheibe gemittelte Intensität gemessen. Diese wird als astrophysikalischer Fluß F_ν bezeichnet. Es gilt die Beziehung $F_\nu = \mathcal{F}_\nu/\pi$.

Die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie wird durch die Strahlungstransportgleichung beschrieben:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \eta_\nu - \kappa_\nu I_\nu . \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet η_ν den Emissionskoeffizienten und κ_ν den Absorptionskoeffizienten. Es ist $\eta_\nu ds$ die innerhalb des Wegelements ds emittierte und $\kappa_\nu I_\nu ds$ die absorbierte Energiemenge.

Bei planparallelen Modellatmosphären kann ds als $ds = -dz/\cos\theta = -dz/\mu$ geschrieben werden, wobei z die von außen nach innen zunehmenden Tiefe und θ den Winkel von ds mit der Normalen der Sternoberfläche bezeichnet. Zusammen mit der optischen Tiefe

$d\tau_\nu = \kappa_\nu dz$ und der Quellfunktion $S_\nu = \eta_\nu / \kappa_\nu$ wird Gl. 2.1 zu

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu \quad (2.2)$$

umgeschrieben.

Aus Gl. 2.2 kann eine formale Lösung für I_ν durch Integration bestimmt werden. Diese kann für die mittlere Intensität

$$J_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_\nu d\mu \quad (2.3)$$

als

$$J_\nu(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_0^\infty S_\nu(\tau') E_1(|\tau_\nu - \tau'|) d\tau' , \quad (2.4)$$

geschrieben werden, wobei

$$E_n(t) = \int_1^\infty x^{-n} e^{-tx} dx \quad (2.5)$$

die n -te Integral-Exponentialfunktion bezeichnet. Gl. 2.4 kann auch in der Form

$$J_\nu(\tau_\nu) = \Lambda[S_\nu(\tau_\nu)] \quad (2.6)$$

mit dem Lambda-Operator Λ formuliert werden. Dies ist eine alternative Formulierung des Strahlungstransportproblems.

Falls der Verlauf der Quellfunktion mit der Tiefe bekannt ist, kann Gl. 2.2 oder 2.6 integriert werden. Im allgemeinen ist jedoch der Verlauf der Quellfunktion nicht bekannt, da sie ebenso wie die Absorptions- und Emissionskoeffizienten von der Temperatur und vom Druck in der Tiefe z abhängt. Zur Lösung von Gl. 2.2 oder von Gl. 2.6 muß daher gleichzeitig die Temperatur- und Druckschichtung in der Atmosphäre berechnet werden. Hierzu sind zwei weitere Beziehungen notwendig.

Innerhalb der Atmosphäre gilt die Energieerhaltung. Dies bedeutet, daß der gesamte Energiefluß integriert über alle Frequenzen in jeder Tiefenschicht gleich ist: $\int \mathcal{F}_\nu(\nu, z) d\nu = \text{const.}$ Zusammen mit der Leuchtkraft $L = 4\pi R^2 \int \mathcal{F}_\nu(\nu, 0) d\nu$ und der Definition der Effektivtemperatur $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$ ergibt sich für jedes z

$$\int_0^\infty \mathcal{F}_\nu(\nu, z) d\nu = \sigma T_{\text{eff}}^4 . \quad (2.7)$$

Diese Bedingung wird als Strahlungsgleichgewicht bezeichnet.

Die Druckverteilung kann schließlich aus der hydrostatischen Gleichung

$$\frac{dP}{dz} = g\rho(P, T) \quad (2.8)$$

berechnet werden, wobei $\rho(P, T)$ die Zustandsgleichung bezeichnet.

Zur Berechnung einer Modellatmosphäre kann folgendermaßen vorgegangen werden: Es wird zuerst eine Temperaturschichtung angenommen. Daraus ergibt sich mit der hydrostatischen Gleichung die Druckverteilung. Dann kann die Strahlungstransportgleichung gelöst werden. Anschließend muß geprüft werden, ob die Bedingung des Strahlungsgleichgewichts erfüllt ist. Falls dies nicht im Rahmen der vorgegebenen Genauigkeit der Fall ist, müssen geeignete Korrekturen an der Temperaturschichtung vorgenommen werden, und die beschriebene Prozedur wird wiederholt. Andernfalls ist die Rechnung beendet und es kann das emittierte Spektrum bestimmt werden.

2.1.2 LTE-Modellatmosphären

Im thermodynamischen Gleichgewicht ist in jedem Volumenelement die absorbierte Energie gleich der emittierten. Die Quellfunktion ergibt sich dann aus dem Kirchhoffschen Satz zu

$$S_\nu = \frac{\eta_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu, \quad (2.9)$$

wobei mit $B_\nu = B_\nu(\nu, T)$ die Planck-Funktion bezeichnet wird.

In Sternatmosphären ist das thermodynamische Gleichgewicht nicht erfüllt, weil das System nach außen hin für Strahlung offen ist. Es ist jedoch häufig möglich anzunehmen, daß sich die Materie im thermodynamischen Gleichgewicht entsprechend der lokalen Temperatur befindet. Man spricht dann vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht („Local Thermodynamical Equilibrium“, LTE). Diese Annahme ist gerechtfertigt, wenn bei den Übergängen zwischen den atomaren Niveaus die Stoßprozesse gegenüber den Strahlungsprozessen dominieren.

Unter der LTE-Annahme kann der Kirchhoffsche Satz zur Berechnung der Quellfunktion ausgenutzt werden. Im allgemeinen muß jedoch neben „wahrer“ Absorption, bei der die Photonenenergie teilweise umgewandelt wird, auch Streuung, bei der das Photon nur seine Richtung ändert, berücksichtigt werden. Wenn der Absorptionskoeffizient in der Form $\kappa_\nu + \sigma_\nu$ und der Emissionskoeffizient als $\eta_\nu + \sigma_\nu J_\nu$ geschrieben werden kann, dann ergibt sich die Quellfunktion als

$$S_\nu = \frac{\kappa_\nu B_\nu + \sigma_\nu J_\nu}{\kappa_\nu + \sigma_\nu}. \quad (2.10)$$

Die Absorptionskoeffizienten werden aus den atomaren Daten über die Besetzungszahlen der Energieniveaus und Ionisationsstufen der Elemente berechnet. Im LTE-Fall werden hierfür die Boltzmann- und Saha-Gleichungen verwendet.

Die LTE-Modellatmosphären in dieser Arbeit wurden mit Computerprogrammen berechnet, die von D. Koester entwickelt wurden (vgl. Koester 1996, Finley et al. 1997). Aus den vorgegebenen Werten für die Effektivtemperatur, die Schwerebeschleunigung und die chemische Zusammensetzung wird dabei ein Modellspektrum innerhalb von drei Schritten bestimmt:

1. Berechnung einer Tabelle mit $\kappa_\nu(P, T)$ für die gegebene chemische Zusammensetzung
2. Bestimmung der Atmosphärenstruktur $P(\tau)$ und $T(\tau)$
3. Berechnung des emittierten Spektrums $F_\nu(\tau = 0)$.

Die Trennung des ersten Schritts vom zweiten ist wichtig in den Fällen, in denen eine große Anzahl an photosphärischen Linien berücksichtigt werden muß. Dann ist die Berechnung von $\kappa_\nu(P, T)$ der zeitaufwändigste Teil der gesamten Rechnung. Um hier Rechenzeit zu sparen, wird die κ -Tabelle für die jeweilige chemische Zusammensetzung aus vorher berechneten Tabellen bestimmt, die für Wasserstoff mit einem einzigen weiteren Element berechnet wurden. Diese vorgefertigten Tabellen müssen nur einmal erstellt werden. In Fällen mit wenigen Linien können die beiden ersten Schritte auch zusammengefaßt werden.

Die im Voraus bestimmten κ -Tabellen werden mit der Methode des „Opacity Sampling“ berechnet. Hierbei werden Proben der detaillierten Opazitätsverteilung an möglichst wenigen Frequenzpunkten genommen. Es muß jedoch darauf geachtet werden, daß die Anzahl der Punkte ausreichend hoch ist, um nicht zu viele starke Linienkerne zu übersehen. Im extremen Ultraviolett wird daher eine Schrittweite von 0.005 bis 0.015 Å verwendet.

Als Grundlage für die Berechnung der κ -Tabellen dienen die Linienlisten von Kurucz (1991) mit insgesamt über 58 Millionen Linien. Als Gebunden-frei-Opazitäten werden die Ergebnisse des „Opacity Projects“ (Seaton et al. 1992) benutzt, wie sie in der Form der TOPBASE-Datenbank (Cunto et al. 1993) zur Verfügung stehen. Für Nickel müssen jedoch wasserstoffähnliche Querschnitte verwendet werden, da für dieses Element keine detaillierten Rechnungen aus dem Opacity Project vorliegen.

Die Lösung der Strahlungstransportgleichung im zweiten Schritt erfolgt mit der Methode von Feautrier. Diese geht von der Umformulierung der Transportgleichung in eine Differentialgleichung 2. Ordnung aus:

$$\mu \frac{d^2 u_\lambda}{d\tau_\lambda^2} = u_\lambda - S_\lambda, \quad (2.11)$$

mit $u_\lambda(\tau, \mu) = 1/2[I_\lambda(\tau, \mu) + I_\lambda(\tau, -\mu)]$ und $\mu > 0$. Durch den Übergang zu diskreten Variablen λ_i , μ_i und τ_i wird diese Gleichung in ein System von Differenzengleichungen umgewandelt, das mit einem Eliminationsschema gelöst wird. Hierbei wird simultan die Bedingung des Strahlungsgleichgewichts berücksichtigt (vgl. Mihalas 1978, S. 151ff).

Im dritten Schritt wird mit Hilfe der Temperatur- und Druckschichtung das Spektrum berechnet. Es kann dabei z. B. für die Linienverbreiterung von H I und He II eine detailliertere Theorie als bei der Berechnung der Atmosphärenstruktur verwendet werden. Außerdem ist eine feinere Wellenlängeneinteilung wählbar und es können Spektren für Elementmischungen berechnet werden, die von der im zweiten Schritt verwendeten etwas abweichen, ohne daß die zeitintensiven ersten beiden Schritte wiederholt werden müssen.

2.1.3 NLTE-Modellatmosphären

Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht treten auf, je geringer die Materiedichte und je größer die Strahlungsdichte ist. Dann werden die Besetzungszahlen der Energieniveaus und Ionisationsstufen nicht mehr allein von der lokalen Temperatur bestimmt und es müssen bei den Übergängen zwischen den Niveaus Strahlungsprozesse berücksichtigt werden. Atmosphärenmodelle, die auf die die LTE-Annahme verzichten, werden als Non-LTE-Modelle (NLTE) bezeichnet.

Für die Berechnung der Besetzungszahlen können im NLTE nicht mehr die Boltzmann- und Saha-Gleichungen verwendet werden. Es wird vielmehr von einem statistischen Gleichgewicht ausgegangen, indem in jedem Zeitintervall die Anzahl der Übergänge nach einem Atomzustand n gleich der Anzahl aller Übergänge von diesem Zustand zu anderen Zuständen (m) sein muß:

$$N_n \sum_m (R_{nm} + C_{nm}) = \sum_m N_m (R_{mn} + C_{mn}). \quad (2.12)$$

Hierbei ist N_n die Anzahl der Atome im Zustand n . R_{nm} und C_{nm} bezeichnen die Raten für die Strahlungs- und Stoßübergänge von n nach m . Da die Strahlungsübergänge

von der Intensität abhängen, müssen diese statistischen Gleichungen zusammen mit der Strahlungstransportgleichung gelöst werden, wodurch der Rechenaufwand im Vergleich mit LTE-Modellen drastisch erhöht wird.

Bei Weißen Zwergen stellt LTE in der Regel eine gute Näherung dar, weil die Atmosphären wegen der hohen Schwerebeschleunigung eine hohe Dichte aufweisen. Der einzige sichtbare NLTE-Effekt bei Objekten vom Spektraltyp DA ist der Emissionskern in den H_α -Balmerlinien. Erst bei $T_{\text{eff}} > 80000 \text{ K}$ zeigen sich Abweichungen von mehr als 5 % in den Äquivalentbreiten¹ der Balmerlinien zwischen LTE- und NLTE-Modellen (Napiwotzki 1997).

Wenn jedoch geringe Spuren von Helium oder schwereren Elementen in der Atmosphäre vorhanden sind, dann können NLTE-Effekte schon bei niedrigeren Effektivtemperaturen wichtig werden. Beispielsweise konnten Dreizler & Werner (1993) für einen DA Weißen Zwerg mit $T_{\text{eff}} = 55000 \text{ K}$, $\log g = 7.5$ und $\text{Fe}/\text{H} = 10^{-5}$ zeigen, daß sich die Ionisationsstruktur von Eisen in einem LTE-Modell deutlich von der eines NLTE-Modells unterscheidet: Im LTE sind Fe IV und Fe V in den Linienentstehungsgebieten häufiger als Fe VI, während es im NLTE umgekehrt ist. Falls Helium mit einer Häufigkeit von nur $\text{He}/\text{H} = 10^{-4}$ vorhanden ist, ergeben sich schon bei $T_{\text{eff}} > 40000 \text{ K}$ deutliche Unterschiede in den Profilen der Balmerlinien (Napiwotzki 1997): Während bei den NLTE-Rechnungen die Profile im Vergleich mit reinen Wasserstoff-Atmosphären kaum verändert werden, bewirkt die Absorption bei $\lambda < 228 \text{ \AA}$ durch He II eine Aufheizung der Atmosphäre und eine entsprechende Änderung der Balmer-Profile im LTE-Fall. Dieser Effekt kann dadurch erklärt werden, daß das Ionisationsverhältnis im NLTE zu Gunsten von He III verändert wird, was eine geringere Absorption im EUV zur Folge hat. Eine Analyse von beobachteten Wasserstoff-Linien mit LTE-Modellen und $\text{He}/\text{H} = 10^{-4}$ ergibt daher niedrigere Effektivtemperaturen als eine Analyse ohne Helium (Bergeron et al. 1994).

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit besteht aus der Analyse von Spektren von DA Weißen Zwergen mit Metallen bei $T_{\text{eff}} > 40000 \text{ K}$. Es ist daher möglich, daß NLTE-Effekte eine Rolle spielen. Deshalb werden neben LTE-Modellatmosphären auch NLTE-Modelle verwendet, die mit den Programmen von Werner & Dreizler (1999) berechnet wurden.

Die wesentliche Schwierigkeit bei der Modellberechnung besteht in den etwa 10^5 Energieniveaus und 10^7 Linienübergängen von Eisen und anderen Elementen, die für eine korrekte Berechnung der Opazität berücksichtigt werden müßten. Eine Lösung der statistischen Gleichungen 2.12 für alle Linien ist jedoch unmöglich. Es wird daher das Konzept der „super levels“ verwendet (Anderson 1991): Die individuellen Energieniveaus werden zu einigen wenigen „Super“-Niveaus zusammengefaßt. Für diese Niveaus werden die statistischen Gleichungen gelöst, während für die Besetzung der individuellen Niveaus innerhalb eines „Super“-Niveaus die Boltzmann-Verteilung verwendet wird.

Entsprechend den Energieniveaus werden auch die individuellen Stoß- und Strahlungsübergänge zu komplexen Wirkungsquerschnitten für die Übergänge zwischen den „Super“-Niveaus zusammengefaßt. Dabei werden die Positionen (Frequenzen) der einzelnen Linien nicht verändert. Ebenso werden die Gebunden-frei-Querschnitte der einzelnen Niveaus zusammengefaßt.

Als atomare Daten werden wie bei den LTE-Modellen die vollständigen Linienlisten

¹Die Äquivalentbreite W_λ einer Spektrallinie ist über $W_\lambda = \int 1 - F_\lambda/F_c d\lambda$ definiert, wobei F_c den Fluß im Kontinuum außerhalb der Spektrallinie bezeichnet.

von Kurucz (1991) und die Ionisationsquerschnitte aus dem „Opacity Project“ (Seaton et al. 1992) verwendet.

Zur Lösung der Strahlungstransportgleichung wird das Verfahren der „Accelerated Lambda Iteration“ (ALI) benutzt (Cannon 1973, Scharmer 1981, Werner & Husfeld 1985). Hierbei wird von der formalen Lösung (Gl. 2.6) der Transportgleichung in der Form $J_\nu = \Lambda[S_\nu]$ ausgegangen. Anstelle dieser Gleichung wird eine genäherte Version mit einem „Approximate Lambda Operator“ Λ^* und einem Korrekturterm iterativ gelöst. Für den i -ten Iterationsschritt gilt dabei

$$J_\nu^i = \Lambda^*[S_\nu^i] + (\Lambda - \Lambda^*)[S_\nu^{i-1}] . \quad (2.13)$$

Wenn das Verfahren konvergiert ($S_\nu^i = S_\nu^{i-1}$), dann wird die exakte Gleichung automatisch erfüllt.

Anstelle des expliziten Auftretens der mittleren Intensitäten in den statistischen Gleichungen 2.12 wird J_ν über Gl. 2.13 ausgedrückt. Zur numerischen Lösung wird zu diskreten Variablen übergegangen und das Gleichungssystem durch Ersetzen von Variablen x durch $x_0 + \delta x$ linearisiert. Hierbei bezeichnet x_0 die aktuelle, nicht korrekte Lösung und δx die gewünschte Korrektur. Für die δx -Ausdrücke werden dabei nur Terme erster Ordnung berücksichtigt. Die Lösung des gesamten Gleichungssystems erfolgt nach dem Feautrier-Schema.

Zur Berechnung einer Modellatmosphäre werden zuerst Modellatome mit „super levels“ und Wirkungsquerschnitten konstruiert und die Opazitäten mit „Opacity Sampling“ auf diskrete Frequenzen übertragen. Nach der Modellberechnung kann noch ein weiterer Schritt angefügt werden, in dem für die Berechnung des Spektrums die Linienprofile der Balmer-Linien oder der Metalllinien im Ultravioletten detaillierter berücksichtigt werden.

In dieser Arbeit werden für die meisten Analysen LTE-Modellatmosphären verwendet, da diese schneller als NLTE-Modelle berechnet werden können, wodurch eine größere Anzahl an Parameteränderungen möglich ist. Für einige Objekte werden zusätzlich NLTE-Rechnungen benutzt, um mögliche NLTE-Effekte zu untersuchen.

2.2 Chemische Zusammensetzung der Atmosphäre

2.2.1 Diffusion, Elementtrennung und radiativer Auftrieb

Die chemische Zusammensetzung der Atmosphären von Weißen Zwergen wird wesentlich von der hohen Schwerebeschleunigung ($g \approx 10^8 \text{ cm s}^{-2}$) bestimmt, die eine Trennung von leichten und schweren Elementen bewirkt, solange keine anderen effektiveren Mechanismen wirken (Schatzman 1949, 1958). Wenn wie bei neutralen Teilchen nur die Gravitation wirkt, dann wird die Elementverteilung aus den potentiellen Energien entsprechend der Boltzmann-Gleichung bestimmt.

Sternatmosphären bestehen jedoch aus einem Plasma aus Ionen und Elektronen. Die Gravitation bewirkt eine teilweise Trennung der Ladung, wodurch ein elektrisches Feld entsteht, das einer weiteren Separation entgegenwirkt. Die Ladungstrennung ist jedoch sehr gering, so daß die Annahme einer elektrisch neutralen Atmosphäre eine sehr gute Näherung ist (vgl. Montmerle & Michaud 1976, Koester & Chanmugam 1990).

Wenn sich geringe Spuren eines zweiten, schwereren Ions in einer z. B. von Wasserstoff dominierten Atmosphäre befinden, dann erfahren die schwereren Ionen aufgrund der Gravitationskraft eine Beschleunigung relativ zu den leichteren Ionen. Die Beschleunigung wird durch das elektrische Feld abgeschwächt, so daß auf die schweren Ionen eine effektive Schwerebeschleunigung g_{eff} wirkt, die sich als

$$g_{\text{eff}} = \left[1 - \frac{A_1(Z_i + 1)}{A_i(Z_1 + 1)} \right] g \quad (2.14)$$

beschreiben läßt. Hierbei bezeichnen A_1 und A_i die Atomgewichte des leichten Elements und des Spurenelements sowie Z_1 und Z_i deren mittlere elektrische Ladung. Die Beziehung 2.14 folgt direkt aus der Forderung nach Ladungserhaltung (vgl. Dreizler 1999).

Aufgrund der effektiven Schwerebeschleunigung kommt es aus einer anfänglich homogenen Verteilung zur Diffusion der Ionen, die nach einer Beschleunigungsphase wegen der Reibungskräfte mit konstanter Geschwindigkeit abläuft. Als Folge sinken die schwereren Ionen nach unten.

Wichtig für das Aussehen der Spektren sind die Zeitskalen, mit der die Elementtrennung abläuft. Koester (1989b) hat die Diffusionsgeschwindigkeit von Helium in einer Wasserstoff-Atmosphäre berechnet. Für einen Weißen Zwerg mit $T_{\text{eff}} = 50000$ K folgt daraus beispielsweise, daß Helium aus einer äußeren Schicht von $10^{-10} M_{\odot}$ innerhalb von 1500 Jahren vollständig absinkt. Dies ist verglichen mit der Entwicklungszeit von mehreren Millionen Jahren seit dem Verlassen des Asymptotischen Riesenasts ein verschwindend geringer Zeitraum, so daß das Spektrum nur von Wasserstoff bestimmt wird. Bei Elementen, die schwerer als Helium sind, sind die Zeitskalen wegen der größeren Masse noch kleiner.

Bei heißen Weißen Zwergen ($T_{\text{eff}} > 20000$ K) kann neben der reinen Diffusion auch Strahlungsdruck für die chemische Zusammensetzung der Atmosphäre wichtig sein. Dies ist möglich, wenn die Wellenlängen der starken Absorptionslinien und -Kanten der Ionen im Bereich des maximalen Strahlungsflusses liegen: Der Strahlungsdruck wirkt selektiv auf einzelne Ionenarten. Diese können durch den Impulsübertrag bei der Strahlungsabsorption eine Beschleunigung erfahren, die groß genug ist, um ein Absinken aufgrund der Gravitation zu verhindern.

Der Wert für die Strahlungsbeschleunigung g_{rad} wird maximal, wenn die Häufigkeit der schweren Ionen verschwindend gering ist. Dann können diese am Absinken gehindert werden, wenn g_{rad} größer oder gleich g_{eff} ist. Wenn dagegen die Häufigkeit sehr hoch ist, dann wird das Strahlungsfeld durch die Absorption an den entscheidenden Wellenlängen geschwächt und g_{rad} ist niedrig. Die Ionen sinken ab, wodurch g_{rad} größer wird. Es kommt zu einem Gleichgewichtszustand in den Tiefen, wo

$$g_{\text{rad}} = g_{\text{eff}} \quad (2.15)$$

erreicht wird, d. h. dort, wo die Ionisationsstufen Absorptionslinien im Maximum des Strahlungsflusses haben.

Die Modellrechnungen zur Diffusion mit radiativem Auftrieb bei Weißen Zwergen gehen auf Vauclair et al. (1979) zurück und wurden später u. a. von Chayer et al. (1989) fortgeführt. Von den Autoren wurde zur Berechnung von g_{rad} eine feste, tiefenabhängige Flußverteilung verwendet. Diese wurde für vorgegebenes T_{eff} und $\log g$ entweder aus

der Diffusionsnäherung der Strahlungstransportgleichung berechnet (formal nur gültig bei großem τ), oder es wurde eine Modellatmosphäre benutzt (Chayer et al. 1995b). Die Elementhäufigkeit in jeder Tiefe ergibt sich aus der Gleichgewichtsbedingung (2.15), wobei die Änderung des Strahlungsfelds durch die Opazität der Spurenelemente vernachlässigt wird. Chayer et al. (1995b) haben diesen Effekt ansatzweise berücksichtigt, indem sie auch Rechnungen durchgeführt haben, bei denen der Strahlungsfluß aus einer Atmosphäre berechnet wurde, die neben Wasserstoff Spuren schwererer Elemente aufweist.

Aus den Diffusionsrechnungen ergibt sich eine Vorhersage für die Häufigkeit in der Photosphäre, die dem Wert bei $\tau_{\text{ross}} = 2/3$ entspricht.² Dieser Wert steigt bei den meisten Elementen im relevanten Bereich von $T_{\text{eff}} = 20000$ K bis 100000 K monoton mit der Effektivtemperatur an (z. B. Chayer et al. 1995a). Wenn sich das in der Photosphäre vorherrschende Ion jedoch in einer Edelgaskonfiguration befindet, wird der Häufigkeitsanstieg unterbrochen, weil sich dann die starken Resonanzlinien bei sehr kurzen Wellenlängen befinden, wo der stellare Fluß gering ist. Dies ist z. B. bei Aluminium bei $T_{\text{eff}} \approx 30000$ K bis 40000 K und bei Silizium bei $T_{\text{eff}} \approx 50000$ K bis 70000 K zu beobachten. Bei gleicher Effektivtemperatur steigen die Häufigkeiten monoton mit $\log g$.

2.2.2 Selbstkonsistente Diffusionsrechnungen

Bei den bisherigen Diffusionsrechnungen wurde die radiative Beschleunigung aus einem vorgegebenen Strahlungsfeld berechnet. Die Rückwirkung der Opazität durch Spurenelemente auf dieses Feld wurde nicht berücksichtigt. Außerdem wurden für die Analyse von beobachteten Spektren Atmosphären mit einer für jedes Element in der gesamten Photosphärenschicht gleichbleibenden Häufigkeit verwendet. Modellrechnungen, die diese Einschränkungen nicht mehr aufweisen, hat kürzlich Dreizler (1999) vorgestellt. Hierbei werden in konsistenter Weise die Atmosphärenstruktur, das Strahlungsfeld und die Elementverteilung bestimmt.

Für die Modelle werden Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung vorgegeben. Als Startpunkt dient eine homogene Elementverteilung. Danach wird die Atmosphärenstruktur und das Strahlungsfeld im NLTE mit der in Abschnitt 2.1.3 vorgestellten ALI-Methode berechnet. Anschließend ergibt sich aus der Gleichgewichtsbedingung $g_{\text{rad}} = g_{\text{eff}}$ (Gl. 2.15) eine neue Elementschichtung. Mit dieser Schichtung werden wieder Atmosphärenstruktur und Strahlungsfeld berechnet. Dieser iterative Prozeß wird gestoppt, wenn sich keine nennenswerten Änderungen in der Elementverteilung mehr ergeben.

Die aktuellen Rechnungen von Dreizler (1999) enthalten noch einige Näherungen, die die Ergebnisse beeinflussen können. Die wichtigste Einschränkung betrifft den tatsächlichen Bruchteil des Strahlungsimpulses, der auf ein absorbierendes Ion übergeht: Bei Linienübergängen kann ein Teil des Impulses auf einen anderen Ionisationszustand übergehen, wenn kurz nach der Absorption eine Ionisation erfolgt. Dieser Prozeß wird nicht berücksichtigt. Ebenso erhält bei einem Gebunden-frei-Übergang das freie Elektron einen Teil des Impulses, während in den Rechnungen der gesamte Impuls auf das Ion übergeht.

Eine weitere Näherung betrifft die Feinstrukturaufspaltung der Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoff-Linien, die bisher nicht berücksichtigt wird. Dies hat zwar auf

²Die Rosselandsche optische Tiefe $1/\tau_{\text{ross}} = \pi/(4\sigma T^3) \int_0^\infty \kappa_\nu^{-1} \partial B_\nu / \partial T d\nu$ ist eine über alle Frequenzen gemittelte optische Tiefe; $\tau_{\text{ross}} = 2/3$ entspricht in etwa der Photosphärentiefe.

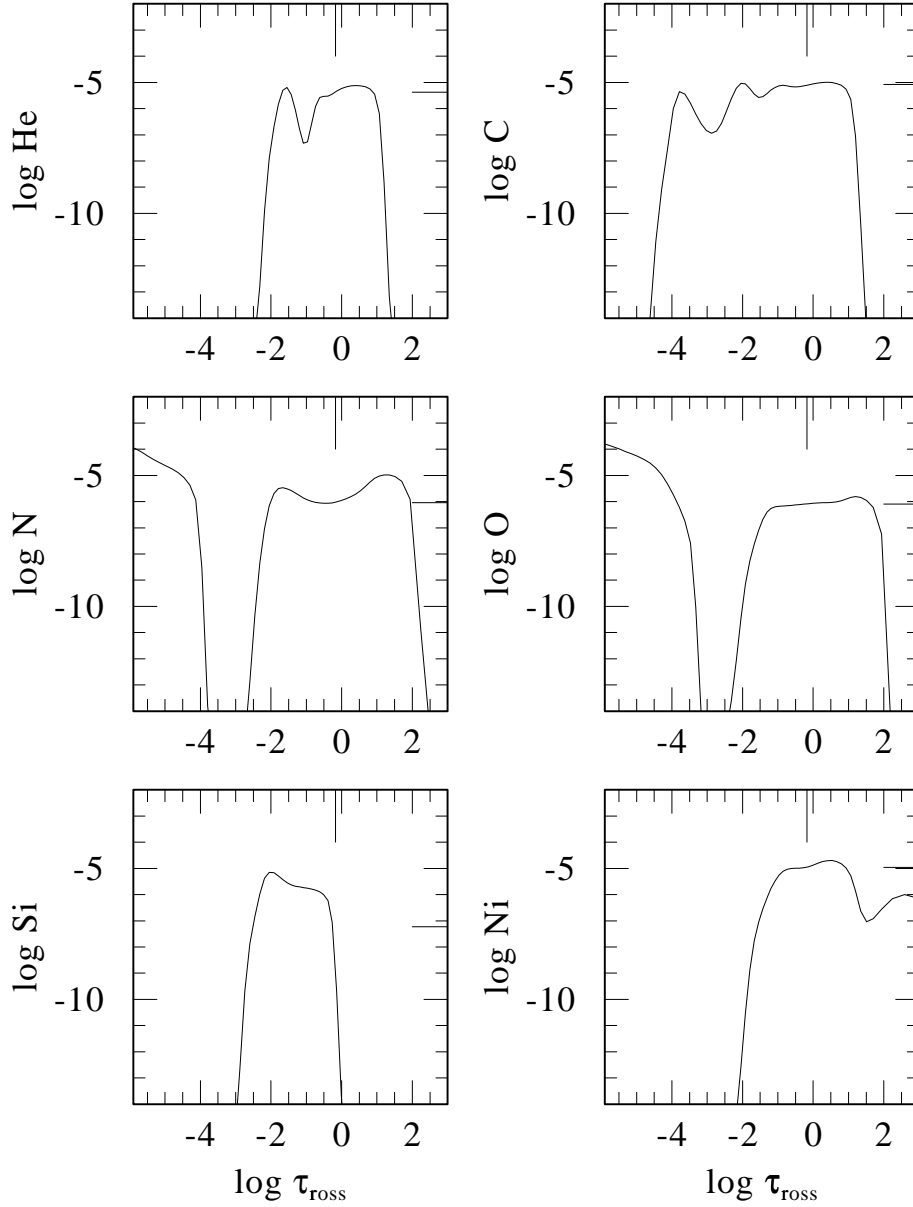


Abbildung 2.1: Verteilung der Elementhäufigkeiten (Teilchenanzahl relativ zu Wasserstoff) gegenüber der optischen Tiefe für eine Atmosphäre mit $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$ und $\log g = 7.6$. Die Häufigkeiten bei $\tau_{\text{ross}} = 2/3$ sind durch Striche an den rechten Skalen gekennzeichnet (aus Dreizler & Wolff 1999)

die Besetzungszahlen keinen Einfluß, kann aber bei der Bestimmung des radiativen Auftriebs wichtig sein.

In Abb. 2.1 und 2.2 sind als Ergebnisse der Diffusionsrechnungen die Elementschichtungen innerhalb der Atmosphäre dargestellt. Durch Änderungen des Ionisationsgrads und des Strahlungsfelds weichen die Häufigkeiten erheblich von einer homogenen Verteilung ab. Allerdings sind bei vielen Elementen die Häufigkeiten innerhalb der Linienentstehungsgebiete (bei $\tau_{\text{ross}} \approx 2/3$) weitgehend konstant, so daß homogene Häufigkeiten gute Näherungen sind. Nur bei Silizium ist ein steiler Anstieg um $\tau_{\text{ross}} \approx 2/3$ zu beobachten.

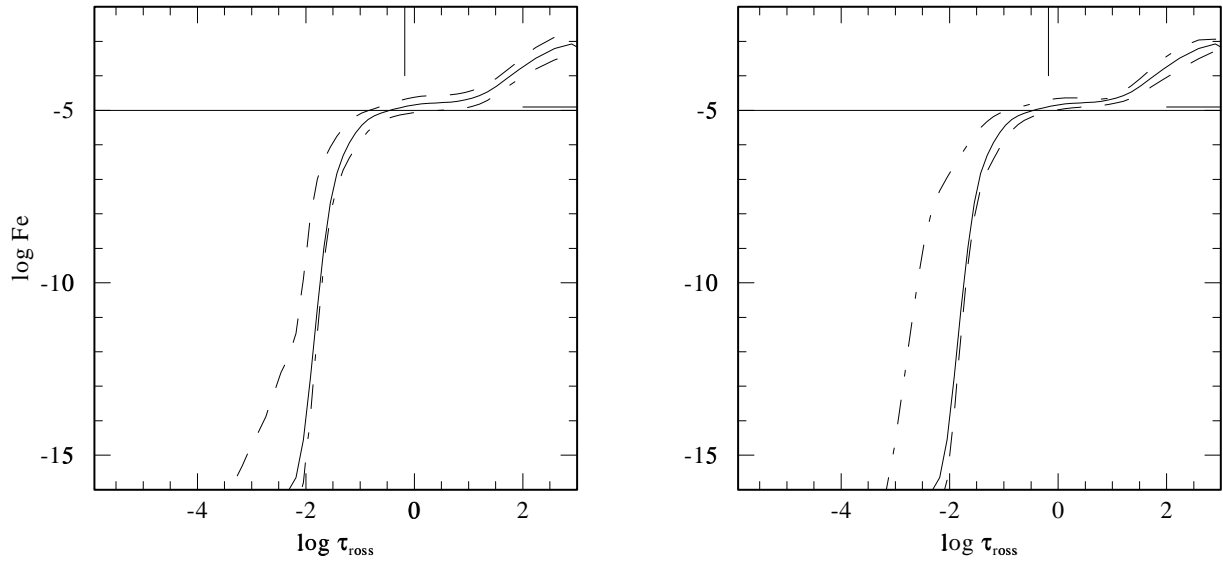


Abbildung 2.2: Verteilung der Eisen-Häufigkeit (Teilchenanzahl relativ zu Wasserstoff) gegenüber der optischen Tiefe. Links: $T_{\text{eff}} = 56000$ K und $\log g = 7.4$ (gestrichelt), $\log g = 7.6$ (durchgezogen), $\log g = 7.8$ (strichpunktiert). Rechts: $\log g = 7.6$ und $T_{\text{eff}} = 53000$ K (strichpunktiert), $T_{\text{eff}} = 56000$ K (durchgezogen), $T_{\text{eff}} = 59000$ K (gestrichelt). Die homogene Häufigkeit von $\text{Fe}/\text{H} = 10^{-5}$ (siehe 5.3.3) ist als waagerechte Linie dargestellt, die Häufigkeit bei $\tau_{\text{ross}} = 2/3$ (für $T_{\text{eff}} = 56000$ K und $\log g = 7.6$) ist an der rechten Skala gekennzeichnet (aus Dreizler & Wolff 1999)

Tabelle 2.1: Vergleich der Elementhäufigkeiten für $\tau_{\text{ross}} = 2/3$ aus den selbstkonsistenten Diffusionsrechnungen mit den photosphärischen Werten aus den Modellen von Chayer et al. (1995b). Bei den letzteren Rechnungen wurde eine Atmosphäre mit einer vorgegebenen Elementmischung verwendet

	He/H	C/H	N/H	O/H	Si/H	Fe/H	Ni/H
Dreizler	$4 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Chayer		$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-6}$	

Dies kann möglicherweise erklären, warum bei diesem Element die beobachteten Häufigkeiten, die mit homogenen Atmosphären bestimmt wurden, nicht mit den Vorhersagen der bisherigen Diffusionsrechnungen übereinstimmen (vgl. Chayer et al. 1995a, Holberg et al. 1997).

Für Eisen sind in Abb. 2.2 die Auswirkungen von Änderungen in Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung gezeigt: Eine Erhöhung von T_{eff} oder eine Verringerung von $\log g$ ergibt generell höhere Häufigkeiten in der Atmosphäre. Dabei wirkt sich eine Änderung der Effektivtemperatur um ± 3000 K ähnlich aus wie eine Änderung der Schwerebeschleunigung um 0.2 dex in entgegengesetzter Richtung.

Außerdem ist in dieser Abbildung die Eisen-Häufigkeit ($\text{Fe}/\text{H} = 10^{-5}$) aus der Analyse des EUVE-Spektrums von G 191-B2B ($T_{\text{eff}} = 56000$ K, $\log g = 7.6$) mit homogenen

NLTE-Atmosphären eingezeichnet (siehe 5.3.3). Diese stimmt recht genau mit dem vorhergesagten Wert für $\tau_{\text{ross}} = 2/3$ überein.

In Tab. 2.1 sind die Vorhersagen der selbstkonsistenten Diffusionsrechnungen für $\tau_{\text{ross}} = 2/3$ mit den photosphärischen Werten aus den Modellen von Chayer et al. (1995b) verglichen. Die neuen Werte für Kohlenstoff, Silizium und Eisen sind zwei- bis dreimal höher, während die Häufigkeiten von Stickstoff und Sauerstoff um ein Fünftel niedriger sind. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Methoden zeigt der Vergleich trotz dieser Abweichungen eine generelle Übereinstimmung.

2.2.3 Nicht-Gleichgewichtsrechnungen

Bei den bisher vorgestellten Modellrechnungen wurde davon ausgegangen, das sich ein Gleichgewicht zwischen g_{rad} und g_{eff} einstellt. Dies ist gerechtfertigt, wenn neben der Elementtrennung durch Diffusion und dem Strahlungsdruck keine weiteren physikalischen Mechanismen wichtig sind, da sich der Gleichgewichtszustand innerhalb von Zeitskalen einstellt, die kurz gegenüber den Entwicklungszeitskalen sind (Chayer et al. 1995a). Wenn der Stern jedoch durch Sternwinde Masse verliert oder Materie aus dem interstellaren Medium akkretiert, kann sich ein derartiger Gleichgewichtszustand nicht einstellen.

In diesen Fällen muß die Elementhäufigkeit aus zeitabhängigen Rechnungen bestimmt werden, wozu die Kontinuitätsgleichung für eine Kugelschale gelöst werden muß:

$$\frac{\partial}{\partial t}[X(A_i)\rho] = -\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}[r^2\rho X(A_i)(v_i + v_m)] . \quad (2.16)$$

Hierbei bezeichnet $X(A_i)$ den Massenanteil des Spurenelements an der Gesamtdichte ρ , v_i die Diffusionsgeschwindigkeit und $v_m = \dot{M}/(4\pi r^2\rho)$ die globale Geschwindigkeit aufgrund der Massenverlustrate \dot{M} .

Chayer et al. (1997) haben die zeitliche Entwicklung der Silizium-Häufigkeit bei einem DA Weißen Zwerg mit $T_{\text{eff}} = 60000\text{ K}$ und $M = 0.5 M_{\odot}$ ($\log g = 7.36$) untersucht. Bei einer Massenverlustrate von $10^{-16} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \leq \dot{M} \leq 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ geht die Häufigkeit innerhalb von einigen tausend Jahren in den äußeren Schichten auf null zurück, weil innerhalb dieser Zeit durch den Massenverlust Gebiete in der Atmosphäre erreicht werden, in denen Silizium abgesunken ist. Bei einer größeren Rate von $\dot{M} = 5 \cdot 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ werden dagegen Schichten freigelegt, in denen eine hohe Häufigkeit besteht. Es können Oberflächenhäufigkeiten von $\log \text{Si}/\text{H} > -5.0$ entstehen. Ähnlich kann bei Akkretion von Material mit solaren Häufigkeiten und einer Akkretionsrate von $10^{-17} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \leq \dot{M} \leq 5 \cdot 10^{-16} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ eine Häufigkeit von $-6.5 \leq \log \text{Si}/\text{H} \leq -5.0$ erreicht werden.

Unglaub & Bues (1998) haben die Auswirkung von Massenverlust auf die Helium-Häufigkeit in Weißen Zwergen untersucht, wodurch sich eine Möglichkeit ergibt, die Existenz von Helium in DAO Weißen Zwergen zu erklären. Bei Massenverlustraten von $\dot{M} \geq 10^{-16} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ können sich Häufigkeitsprofile aus dem Gleichgewicht von Strahlungsdruck und Gravitation (siehe 2.2.2) nicht ausbilden. Wenn für einen Weißen Zwerg eine solche geschichtete Häufigkeitsverteilung nachgewiesen werden kann, dann folgt daraus eine verschwindend geringe Massenverlustrate.

2.3 Interstellare Absorption und Fluß an der Erde

Für den Vergleich eines Modellspektrums mit den ROSAT- oder EUVE-Beobachtungen ist die Berechnung einer Vorhersage für die Flußverteilung, wie sie direkt außerhalb der Erdatmosphäre beobachtet werden kann (Fluß an der Erde), notwendig. Hierbei sind zwei Effekte zu berücksichtigen: die geometrische Verdünnung des Energieflusses und die interstellare Absorption.

Die geometrische Verdünnung bewirkt einen Faktor R^2/r^2 , wobei R den Sternradius und r die Entfernung zum Stern bezeichnet. Damit ergibt sich für den Fluß f_λ an der Erde

$$f_\lambda = \mathcal{F}_\lambda \frac{R^2}{r^2} = F_\lambda \frac{\pi R^2}{r^2} = F_\lambda \Omega . \quad (2.17)$$

Hierbei bezeichnet \mathcal{F}_λ den Fluß an der Sternoberfläche, $F_\lambda = \mathcal{F}_\lambda/\pi$ die über die Sternscheibe gemittelte Intensität (astrophysikalischer Fluß) und $\Omega = \pi R^2/r^2$ den Raumwinkel des Sterns.

Im allgemeinen sind weder der Radius noch die Entfernung des beobachteten Weißen Zwergs genau genug bekannt, um den Raumwinkel zu bestimmen. Es wird daher der Raumwinkel aus der scheinbaren visuellen Helligkeit V berechnet, die für viele Objekte mit einer Genauigkeit von 1 % oder besser bekannt ist, wobei für den Fluß im visuellen Spektralbereich ein Modellspektrum verwendet wird.

Die visuelle Helligkeit ist definiert als

$$V = -2.5 \log \int_0^\infty \Omega F_\lambda E_\lambda d\lambda - 13.74 \quad (2.18)$$

(Allen 1976, S.197), wobei E_λ die normierte Filterfunktion von V ist und F_λ in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ sein muß. Eine effektive Wellenlänge λ_0 von E_λ kann über

$$\int_0^\infty \Omega F_\lambda E_\lambda d\lambda = \Omega F_\lambda(\lambda_0) \int_0^\infty E_\lambda d\lambda \quad (2.19)$$

bestimmt werden. Diese hängt schwach vom spektralen Verlauf ab und liegt bei $T_{\text{eff}} \approx 10000 \text{ K}$ bei etwa 5500 \AA .

Durch Einsetzen von Gl. 2.19 in 2.18 erhält man

$$\log \Omega F_\lambda(\lambda_0) = -0.4V - \log \int_0^\infty E_\lambda d\lambda + \text{const} = -0.4V + \log f_\lambda(V=0) . \quad (2.20)$$

Die Konstante ist durch die Definition der Filterfunktion und des Helligkeitssystems als $f_\lambda(\lambda_0) = 3.64 \cdot 10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ gegeben (Wamsteker 1981). Hiermit läßt sich aus dem Fluß des Modellspektrums bei $\lambda_0 = 5500 \text{ \AA}$ und der gemessenen visuellen Helligkeit der Raumwinkel des Sterns berechnen.

Bei einer zweiten Methode zur Bestimmung des Raumwinkels werden Modellatmosphären zur Berechnung des Integrals $\int F_\lambda E_\lambda d\lambda$ verwendet. Dann ergibt Gl. 2.18 mit Hilfe des beobachteten V den Wert für Ω . Um die Anwendung dieser Methode zu erleichtern wird für eine große Anzahl an Modellatmosphären mit unterschiedlichem T_{eff} ein Wert Ω_0 für eine festgesetzte Helligkeit V_0 bestimmt. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die visuelle Helligkeit bei DA Weißen Zwergen nur schwach von der Schwerebeschleunigung

und der chemischen Zusammensetzung der Atmosphäre abhängt. Mit Hilfe von Gl. 2.18 erhält man

$$\Omega = \Omega_0(T_{\text{eff}}) 10^{0.4(V_0-V)} . \quad (2.21)$$

Sofern die Effektivtemperatur des Weißen Zwergs bekannt ist, kann mit dieser Gleichung und der beobachteten visuellen Helligkeit der Raumwinkel bestimmt werden.

Die Absorption durch interstellare Materie wird im extremen Ultraviolett und im weichen Röntgenbereich hauptsächlich durch die beiden häufigsten Elemente im Universum – Wasserstoff und Helium – bestimmt. Außerhalb der heißen, hochionisierten Komponente des interstellaren Mediums befinden sich diese fast ausschließlich im Grundzustand. Dadurch wird ein großer Anteil des stellaren Flusses durch die Ionisationskanten von H I (912 Å), He I (504 Å) und He II (228 Å) absorbiert. Der Wirkungsquerschnitt für die Gebunden-frei-Absorption fällt zwar mit λ^3 ab. Trotzdem wird die Kontinuumsabsorption erst bei $\lambda \ll 100$ Å vernachlässigbar und betrifft daher den gesamten von Weißen Zwergen bei $\lambda < 912$ Å emittierten Fluß.

Mit der Strahlungstransportgleichung (Gl. 2.2) und Gl. 2.17 kann aus dem Spektrum an der Sternoberfläche (F_λ) das Spektrum an der Erde unter Berücksichtigung der interstellaren Absorption berechnet werden:

$$f_\lambda = F_\lambda \Omega e^{-\tau_\lambda} . \quad (2.22)$$

Hierbei ist τ_λ die optische Tiefe der interstellaren Materie entlang des Sehstrahls. Für die Ableitung wurde angenommen, daß im interstellaren Medium zwischen dem Stern und dem Beobachter keine Strahlung emittiert wird.

Die optische Tiefe τ_λ wird zur Analyse der photometrischen ROSAT/EUVE-Beobachtungen und der EUVE-Spektren unterschiedlich berechnet, da die Energie- (Wellenlängen-) Auflösung verschieden ist (siehe 3.1 und 3.2). Während mit den EUVE-Spektren interstellare Merkmale von Helium identifiziert werden können und so Säulendichten von He I und He II bestimmbar sind, ist dies mit den ROSAT- und EUVE-Zählraten nicht möglich.

Bei den photometrischen Beobachtungen wird das Modell von Morrison & McCammon (1983) verwendet (Programm von S. Jordan). Als einziger Parameter wird hierbei die interstellare Wasserstoff-Säulendichte $N(\text{H})$ benutzt, d. h. die Anzahl der Wasserstoffatome pro Flächeneinheit entlang des Sehstrahls zwischen dem Objekt und dem Beobachter. Für die Häufigkeiten anderer Elemente werden solare Werte relativ zu Wasserstoff angenommen. Die optische Tiefe wird dann aus den Gebunden-frei-Querschnitten im Bereich von 0.03 keV bis 10 keV ($\lambda = 1.24$ Å bis 413 Å) mit

$$\tau_\lambda = N(\text{H}) \left(c_0 + c_1 E + c_2 E^2 \right) E^{-3} \cdot 10^{-24} \quad (2.23)$$

(E in keV) berechnet, wobei die Koeffizienten c_0 , c_1 und c_2 energieabhängig sind und jeweils im Bereich zwischen zwei Absorptionskanten konstant sind. Bei $\lambda > 413$ Å wird nur die Absorption durch H I und He I berücksichtigt.

Beim Modell von Morrison & McCammon wird angenommen, daß die interstellare Materie nicht ionisiert ist. Wie jedoch u. a. diese Arbeit zeigt (Kap. 6), sind Wasserstoff und Helium bei einigen Sichtlinien zu über 40 % ionisiert. Dadurch kann der Anteil der H I-, He I- und He II-Kanten an der Gesamtabsorption nicht allgemein festgelegt werden.

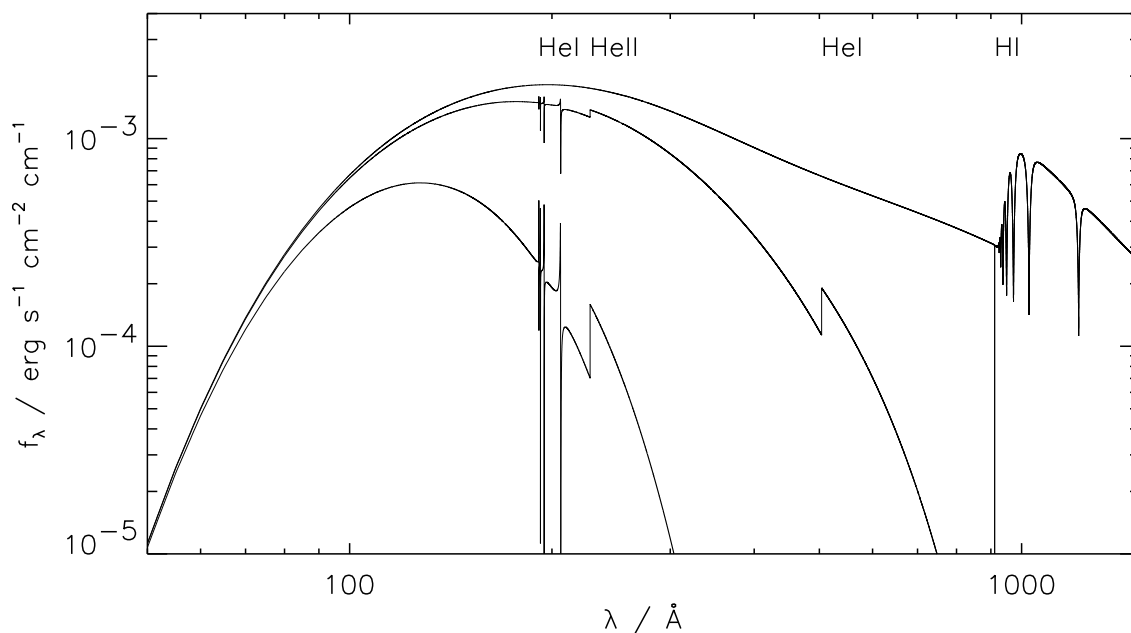


Abbildung 2.3: Fluß eines Weißen Zwergs mit $T_{\text{eff}} = 50000 \text{ K}$, $\log g = 8.0$ und einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre. Der Fluß wurde mit einem Raumwinkel $\Omega = 10^{-22}$ multipliziert. Oben: $N(\text{HI}) = 0$. Mitte: $N(\text{HI}) = 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $N(\text{He I})/N(\text{HI}) = 0.068$, $N(\text{He II})/N(\text{HI}) = 0.052$. Unten: $N(\text{HI}) = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $N(\text{He I})/N(\text{HI}) = 0.068$, $N(\text{He II})/N(\text{HI}) = 0.052$

Die Reproduktion der ROSAT- und EUVE-Zählraten ist dadurch jedoch nicht betroffen, da aufgrund der geringen Energieauflösung z. B. eine geringere He I-Säulendichte $N(\text{He I})$ durch eine höhere HI-Säulendichte $N(\text{HI})$ ausgeglichen werden kann. Deswegen sind die Wasserstoff-Säulendichten aus den Zählraten nur als grobe Schätzungen anzusehen.

Die Analyse der EUVE-Spektren erfordert eine detailliertere Behandlung der Helium-Absorption als im Modell von Morrison & McCammon. Bei diesen Spektren wird daher die interstellare Absorption nach der Arbeit von Rumph et al. (1994) berechnet. Die entsprechende Routine ist im EUV-Paket des Center for EUV Astrophysics der Universität Berkeley für die Bildverarbeitungssoftware IRAF enthalten. Hierbei werden die Gebunden-frei-Querschnitte von HI, He I und He II und die Übergänge bei der Autoionisation von He I berücksichtigt. Von letzteren liegen die vier stärksten Übergänge bei 205.885 Å , 194.675 Å , 192.257 Å und 191.227 Å . Die Profile dieser Übergänge verringern bei Wellenlängen, die kleiner als die Zentralwellenlänge sind, den Wirkungsquerschnitt gegenüber der Kontinuumsabsorption und bei größeren Wellenlängen vergrößern sie ihn. Die Breite der Profile nimmt mit kleineren Zentralwellenlängen ab. Deshalb ist vor allem der Übergang bei 206 Å für astrophysikalische Anwendungen wichtig.

Aus den EUVE-Spektren von Weißen Zwergen können in vielen Fällen die interstellaren Säulendichten von HI, He I und He II mit Hilfe des Modells von Rumph et al. unabhängig voneinander bestimmt werden. Dies ermöglicht es, den Einfluß der interstellaren Materie auf das Spektrum des Weißen Zwergs detailliert zu modellieren und Informatio-

nen über den Ionisationsgrad von Wasserstoff und Helium im interstellaren Medium zu gewinnen. Die Kontinuumsabsorption von Metallen kann dagegen im Spektralbereich von EUVE ($\lambda > 75 \text{ \AA}$) vernachlässigt werden.

In Abb. 2.3 ist die interstellare Absorption durch Wasserstoff und Helium für eine reine Wasserstoff-Atmosphäre mit $T_{\text{eff}} = 50000 \text{ K}$ und $\log g = 8.0$ veranschaulicht. Hierbei wurden für die He I- und He II-Säulendichten Werte relativ zu $N(\text{H I})$ verwendet, die sich aus der detaillierten Analyse in Kapitel 6 als Durchschnittswerte ergaben: $N(\text{He I})/N(\text{H I}) = 0.068$ und $N(\text{He II})/N(\text{H I}) = 0.052$.

Ohne interstellare Absorption ($N(\text{H I}) = 0$) ist nur die photosphärische Lyman-Serie des Wasserstoffs sichtbar. Nur bei kleinen H I-Säulendichten ($N(\text{H I}) \ll 10^{19} \text{ cm}^{-2}$) kann die He I-Kante bei 504 \AA beobachtet werden. Bei größeren $N(\text{H I})$ -Werten wird der stellare Fluß hier vollständig absorbiert. Es wird dann jedoch bei einem konstanten $N(\text{He I})/N(\text{H I})$ -Verhältnis der Autoionisationsübergang von He I bei 206 \AA stärker, so daß mit diesem $N(\text{He I})$ bestimmt werden kann.

Kapitel 3

Verwendete Beobachtungen

3.1 ROSAT

Der Röntgensatellit ROSAT ist ein gemeinsames Projekt des Max-Planck-Instituts für Extraterrestrische Physik (MPE) mit der Universität Leicester in Großbritannien und der National Aeronautics and Space Administration (NASA) der USA (Trümper 1990, ROSAT Call for Proposals). Der Satellit besitzt zwei parallel angeordnete Teleskope, die Beobachtungen im extremen Ultraviolett und weichen Röntgenbereich des elektromagnetischen Spektrums ermöglichen.

Der deutsche Beitrag besteht aus dem Röntgenteleskop („X-ray Telescope“, XRT) mit zwei räumlich auflösenden Proportionalzählern („Position Sensitive Proportional Counter“, PSPC) als Detektoren. Bei dem Teleskop handelt es sich um ein Wolter-Spiegelsystem vom Typ I (Wolter 1952), bei dem die Röntgenstrahlen streifend zuerst an einem Paraboloid- und dann an einem Hyperboloid-Spiegel reflektiert werden. Die Kombination aus XRT und PSPC ermöglicht Beobachtungen bei Photonenenergien von etwa 100 eV bis 2400 eV mit einer Energieauflösung von

$$\Delta E/E = 0.43(E/0.93 \text{ keV})^{-0.5} \quad (3.1)$$

(ROSAT Call for Proposals). Vor dem PSPC-Detektor kann zusätzlich ein Bor-Filter angebracht werden, um den Bereich von 0.188 keV bis 0.28 keV zu blockieren.

Als zweiter Detektor für das XRT steht der „High Resolution Imager“ (HRI) der NASA zur Verfügung. Hierbei handelt es sich um einen Vielkanal-Photomultiplier („microchannel plate“), der eine höhere Winkelauflösung als der PSPC-Detektor ermöglicht (2'' gegenüber 25''). Es ist jedoch keine Unterscheidung nach der Photonenenergie möglich.

Der britische Beitrag besteht aus der „Wide Field Camera“ (WFC), einem Wolter-Teleskop vom Typ I mit einem Vielkanal-Photomultiplier als Detektor. Die Wide-Field-Camera erweitert den Spektralbereich von ROSAT um Teile des extremen Ultravioletts. Eine Energieauflösung ist nicht möglich, allerdings können verschiedene Filter verwendet werden, um den zu beobachtenden Spektralbereich einzuschränken.

In Tab. 3.1 befindet sich eine Übersicht über die Teleskope und Detektoren von ROSAT.

ROSAT wurde am 1. Juni 1990 von der NASA mit einer Delta II-Rakete in eine kreisförmige Bahn mit 575 km Höhe über der Erde und 53° Bahnneigung gegenüber dem

Tabelle 3.1: Instrumente des Röntgensatelliten ROSAT. Für die drei möglichen Kombinationen aus Teleskop und Detektor sind die Größe des Gesichtsfelds, die Winkelauflösung und die möglichen Filter mit den Energiebandpässen (10 % der maximalen Durchlässigkeit) angegeben

Instrument	Gesichtsfeld	Auflösung	Filter	Filtermaterial	λ / Å	E / eV
XRT/PSPC	2°	25''	ohne		5.2–120	100–2400
			Bor	B/C	5.2–120	100–2400
XRT/HRI	38'' × 38''	2''	ohne		5.2–120	100–2400
WFC	5°	1'	S1a	C/Lexan/B	70–140	90–185
			S1b	C/Lexan	60–140	90–210
			S2a	Be/Lexan	112–200	62–111
			S2b	Be/Lexan	112–200	62–111
			P1	Al/Lexan	150–220	56–83
			P2	Sn/Al	517–730	17–24

Äquator gebracht. Nach einer sechswöchigen Test- und Kalibrationsphase wurde über einen Zeitraum von sechs Monaten eine Himmelsdurchmusterung mit dem PSPC (ohne Bor-Filter) und der WFC (S1a- und S2a-Filter) durchgeführt. Diese Daten wurden systematisch nach Quellen durchsucht, von denen Positionen und Zählraten bestimmt wurden. Anschließend wurden die Gegenstücke im visuellen Spektralbereich identifiziert, wobei zuerst vorhandene astronomische Kataloge verwendet wurden. Für diejenigen Objekte, die auf diese Weise nicht identifiziert werden konnten, wurde ein Nachfolgeprogramm mit optischer Spektroskopie durchgeführt. Dadurch konnten mit der WFC 69 (Mason et al. 1995) und mit dem PSPC 108 (Fleming et al. 1996) vorher unbekannte Weiße Zwergsterne entdeckt werden. Insgesamt wurden mit dem PSPC-Detektor 175 (Fleming et al. 1996) und mit der Wide-Field-Camera 119 (Pounds et al. 1993) Weiße Zwerge im Rahmen der Himmelsdurchmusterung gefunden. Eine spätere Nach-Analyse der WFC-Daten durch Pye et al. (1995) ergab noch sechs weitere Objekte.

Nach der Himmelsdurchmusterung konnten im Gastbeobachterprogramm gezielt einzelne Objekte beobachtet werden (sog. „pointed observations“), wobei das XRT wahlweise mit dem PSPC oder mit dem HRI betrieben werden konnte. Für den PSPC stand der Bor-Filter optional zur Verfügung. Gleichzeitig mit dem XRT wurde das Objekt auch mit der WFC beobachtet, wobei zwischen einem S- oder P-Filter gewählt werden konnte. Die Daten standen den Gastbeobachtern ein Jahr exklusiv zur Verfügung. Danach sind sie im ROSAT-Archiv, das vom Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik betrieben wird, frei verfügbar.

In dieser Arbeit wurden PSPC-Beobachtungen („pointed observations“) von 94 Weißen Zwergen ausgewertet.¹ Hiervon wurden 17 Beobachtungen von S. Jordan sowie vier Beobachtungen von N. Bade (Hamburg) zur Verfügung gestellt. Alle weiteren PSPC-

¹62 dieser Weißen Zwerge wurden bereits im Rahmen meiner Diplomarbeit (Wolff 1994) analysiert. Hier wird diese Untersuchung vervollständigt und mit neuen Methoden fortgesetzt.

Beobachtungen wurden aus dem ROSAT-Archiv entnommen. Hierzu wurde das Archiv systematisch nach Weißen Zwergen durchsucht, die entweder gezielt beobachtet wurden oder die sich zufällig im Gesichtsfeld einer Beobachtung befinden. Als Referenzliste diente hierbei der Katalog von McCook & Sion (1987).

Von den 94 Weißen Zwergen sind 87 vom Spektraltyp DA und sieben vom Typ DAO; von 58 Objekten (57 DAs und 1 DAO) konnten PSPC-Zählraten bestimmt werden, während bei den anderen Beobachtungen nur obere Grenzen für die PSPC-Zählrate angegeben werden können.

Für die Datenreduktion der PSPC-Beobachtungen wurde das Programmpaket EXSAS („EXtended Scientific Analysis System“) verwendet. Dieses wurde vom Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik zur Analyse der ROSAT-Daten entwickelt (Zimmermann et al. 1993) und ist eine Erweiterung des Bildverarbeitungssystems MIDAS („Munich Image Data Analysis System“) der Europäischen Süd-Sternwarte (ESO). An dieser Stelle soll die Datenreduktion nur kurz beschrieben werden, da eine ausführliche Beschreibung von Wolff (1994) gegeben wurde.

Die PSPC-Beobachtungen liegen in der Form vor, daß für jedes gemessene Photon die Ankunftszeit, die Koordinaten und die Energie registriert werden. Die Energie wird dabei durch die Nummer des Detektorkanals (1–256) angegeben, wobei ein Kanal einen Energiebereich von 10 eV umfaßt. Aus diesen Daten wurde mit Hilfe des EXSAS-Pakets für jedes Objekt eine Impulshöhenverteilung, die die Energieverteilung im PSPC-Bereich wiedergibt, erstellt, indem die Photonen aus einem Gebiet um die Quelle extrahiert und diese entsprechend ihrer Kanalnummern sortiert wurden. Dabei wurden mehrere Kanäle zusammengefaßt („binning“), um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhöhen. Für die meisten Objekte wurde ein Verhältnis von fünf gewählt, bei einigen schwächeren auch Verhältnisse von vier oder drei. Die Abb. 3.1 enthält ein Beispiel für eine PSPC-Impulshöhenverteilung.

Neben den Photonen von der Quelle wurden auch Photonen aus einem ringförmigen Gebiet um der Quelle herum extrahiert, um das Rauschen des Hintergrunds zu bestimmen. Zusammen mit der effektiven Fläche des Spiegels und der Totzeit des Detektors läßt sich dann neben der Impulshöhenverteilung auch die Gesamt-Zählrate für das Objekt bestimmen. Für den Vergleich mit Modellspektren wird außerdem noch die Detector-Response-Matrix benötigt, die die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Photon mit einer bestimmten Energie in einem bestimmten Kanal zu registrieren. Diese Matrix wird bei der Datenreduktion dem Binning der Impulshöhenverteilung angepaßt.

In den Fällen, in denen keine signifikante Zählrate vom Objekt gemessen werden konnte, wurde eine obere Grenze für die Gesamt-Zählrate bestimmt. Hierzu wurde zuerst eine geglättete Verteilung der Hintergrundphotonen berechnet und anschließend eine Zählrate für das Objekt derart bestimmt, daß diese mit einer Wahrscheinlichkeit von 3σ die Hintergrundzählrate nicht übersteigt.

Neben den PSPC-Beobachtungen ist es wichtig, auch weitere Röntgenbeobachtungen zu verwenden, um den Bereich der Modellparameter besser einschränken zu können. Hierzu wurden S1- und S2-Zählraten mit der WFC aus der Himmelsdurchmusterung (Pounds et al. 1993), P1- und P2-Zählraten aus den Einzelbeobachtungen sowie für einige Objekte auch Zählraten mit dem EXOSAT-Satelliten benutzt. Die WFC-Beobachtungen wurden im Gegensatz zu den PSPC-Daten nicht eigenhändig mit EXSAS reduziert, da eine Datenreduktion von A. Harris für die Analyse von Jordan (1993) Zählraten ergab, die nahezu

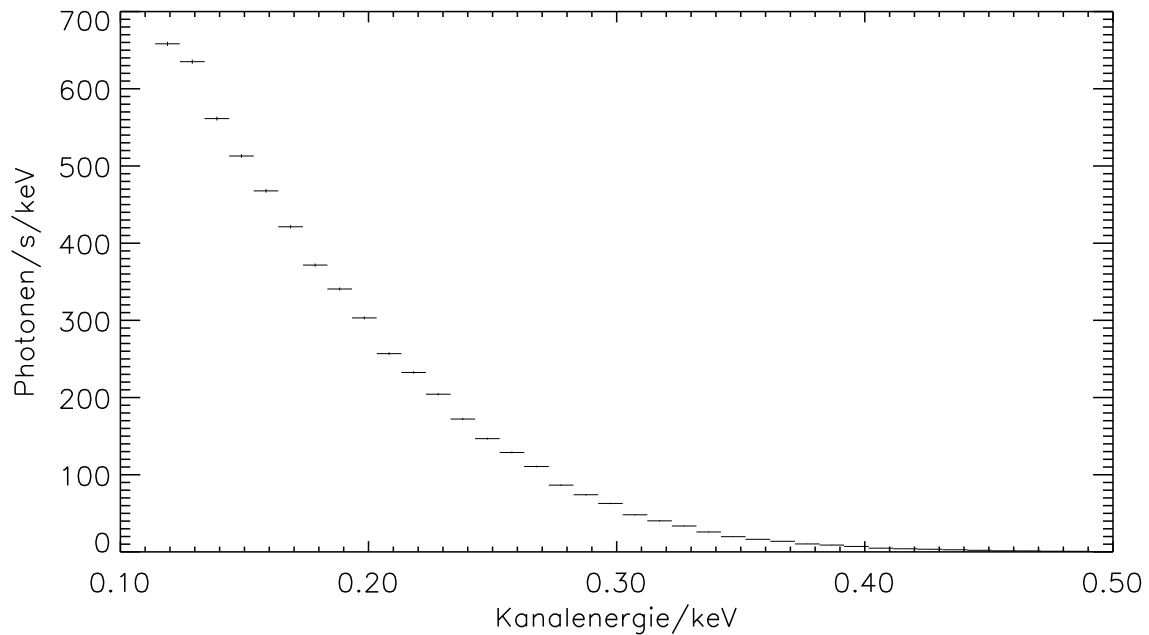


Abbildung 3.1: PSPC-Impulshöhenverteilung von HZ 43A

identisch mit der Standardanalyse des Astronomischen Instituts der Universität Tübingen sind. Dagegen liefert die Standardanalyse für die PSPC-Daten Ergebnisse, die nicht in einer Form vorliegen, die für die weitere Analyse mit Modellatmosphären geeignet ist.

In Tab. A.1 befindet sich eine Liste der verwendeten Beobachtungen. Neben dem Datum der PSPC-Beobachtung, der Integrationszeit und der Zählrate sind außerdem die Namen der WFC- und EXOSAT-Filter aufgeführt, die zusätzlich verwendet wurden. Von der WFC stammen die S1-, S2-, P1- und P2-Messungen, von EXOSAT die Al/P-, Lx3-, Lx4- und PPL-Beobachtungen. Die für die Analyse verwendeten EXOSAT-Zählraten entstammen den Veröffentlichungen von Jordan et al. (1987) und Paerels & Heise (1989).

3.2 EUVE

Der „Extreme Ultraviolet Explorer“ (EUVE) ist ein Satellit der NASA, der Beobachtungen im extrem-ultravioletten Spektralbereich von 70 Å bis 760 Å ermöglicht (Miller 1995). Das EUVE-Programm wird vom Center for Extreme Ultraviolet Astrophysics (CEA) der Universität von Kalifornien in Berkeley geleitet.

Der EUVE-Satellit besitzt vier Spiegelteleskope. Davon sind drei Teleskope parallel zueinander angeordnet (Scanner A, B und C), während das vierte Teleskop (Deep Survey/Spectrometer, DS/S) senkrecht zu den anderen steht. Die Scanner A- und Scanner B-Teleskope sind vom Wolter-Typ I, während die beiden anderen vom Typ II sind. Der Unterschied zwischen den beiden Teleskoptypen ist, daß der Typ I aus zwei konkaven Spiegelflächen besteht, während beim Typ II auf die erste konkave Fläche eine konvexe folgt. Als Detektoren werden bei allen Teleskopen Vielkanal-Photomultiplier verwendet.

Tabelle 3.2: Instrumente des EUVE-Satelliten für photometrische Beobachtungen. Es wird jeweils die Größe des Gesichtsfelds, die Winkelauflösung, das Filtermaterial und der Bandpaßbereich des Filters (10 % des Maximums) angegeben (Malina et al. 1994, Miller 1995)

Instrument	Gesichtsfeld	Auflösung	Filtermaterial	λ / Å
Scanner A/B	5°	2'	Lexan/B	58–174
			Al/Ti/C	156–234
Scanner C	4°	2'	Ti/Sb/Al	345–605
			Sn/SiO	500–740
DS/S	2°	18''	Lexan/B	67–178
			Al/C	157–364

Tabelle 3.3: Übersicht über die EUVE-Spektrometer

Name	λ / Å	Auflösung $\Delta\lambda$ / Å	Filtermaterial
SW	70–190	0.367–0.636	Lexan/B
MW	140–380	0.731–1.27	Al/C
LW	280–760	1.46 –2.54	Al

Die drei Scanner-Teleskope bieten keine Energieauflösung. Ähnlich wie bei der WFC von ROSAT besteht hier nur die Möglichkeit, den Empfindlichkeitsbereich durch die Wahl von Filtern einzuschränken. Eine Übersicht bietet Tab. 3.2. Die Grenzen für die Bandpässe geben hierbei die Wellenlänge an, bei der die Empfindlichkeit der Kombination aus Teleskop, Filter und Detektor auf 10 % des Maximalwerts absinkt.

Das vierte Teleskop (DS/S) wird sowohl für photometrische als auch spektroskopische Beobachtungen verwendet. Der Spiegel mit einer Gesamtfläche von 452.97 cm sammelt Licht durch eine ringförmige Apertur, die in sechs Segmente eingeteilt ist. Drei dieser Segmente werden für das photometrische „Deep Survey“-Instrument verwendet (siehe Tab. 3.2), während das Licht der drei anderen Segmente jeweils zu einem der drei Spektrometer geleitet wird (siehe Tab. 3.3).

Die Spektrometer bestehen aus einem Kollimator gefolgt von einem Beugungsgitter mit kontinuierlich veränderter Gitterkonstante. Letzteres macht eine zusätzliche fokussierende Optik hinter dem Gitter überflüssig. Die Gitter sind mit Rhodium (SW-Gitter) und Platin (MW- und LW-Gitter) ummantelt, um die Reflexion zu erhöhen. Als Detektoren dienen Vielkanal-Photomultiplier, die mit Filtern versehen sind, um Störquellen wie die geokoronale Lyman-alpha-Linie zu unterdrücken.

EUVE wurde am 7. Juni 1992 mit einer Delta II-Rakete in eine kreisförmige Umlaufbahn mit einer Inklination von 28° und einer Höhe von 550 km gebracht. Anschließend wurde in der Zeit vom 24. Juli 1992 bis 21. Januar 1993 mit den drei Scanner-Teleskopen und dem photometrischen Teil des DS/S-Teleskops eine Himmelsdurchmusterung durchgeführt. Hierbei rotierte der Satellit um die DS/S-Achse, die gleichzeitig entgegengesetzt

zur Sonne ausgerichtet wurde. Da die Scanner-Teleskope senkrecht zur DS/S-Achse angeordnet sind, wird auf diese Weise innerhalb eines halben Jahres der gesamte Himmel mit den Scanner-Teleskopen abgetastet, wobei eine minimale Belichtungszeit von 400 Sekunden erreicht wurde.

Das DS/S-Teleskop wurde während der Himmelsdurchmusterung für den sogenannten „Deep Survey“ verwendet. Hierbei wurde ein $2^\circ \times 180^\circ$ großer Streifen entlang der Ekliptik mit einer im Vergleich zu der Scanner-Durchmusterung um einen Faktor 10 erhöhten Empfindlichkeit beobachtet.

Die gefundenen Quellen wurden mit Positionen von bekannten astrophysikalischen Objekten verglichen, wodurch etwa 90 % aller Quellen identifiziert werden konnten (Bowyer et al. 1996). Hierbei hat der EUVE-Survey vom optischen Identifikationsprogramm des WFC-Surveys (Pounds et al. 1993) profitiert. Die Ergebnisse der EUVE-Himmelsdurchmusterung sind von Malina et al. (1994) und Bowyer et al. (1994, 1996) veröffentlicht. Insgesamt konnte von 102 Weißen Zwergen Emission im extrem-ultravioletten Spektralbereich nachgewiesen werden. Die Daten aus der Himmelsdurchmusterung von einem Teil dieser Objekte wird in Kap. 4 zusammen mit den ROSAT-Ergebnissen ausgewertet.

Nach der Himmelsdurchmusterung konnten Gastbeobachter das DS/S-Teleskop zur spektroskopischen Beobachtung von ausgewählten Objekten verwenden. Die Gastbeobachterdaten werden wie bei ROSAT nach einem Jahr in ein Archiv überführt und der Öffentlichkeit zugänglich gemacht. In dieser Arbeit wurden EUVE-Spektren von 40 Weißen Zwergen ausgewertet. Die meisten dieser Beobachtungen wurden dem EUVE-Archiv entnommen, das ursprünglich vom Center for EUV Astrophysics in Berkeley bereitgestellt wurde und seit Anfang des Jahres 1998 vom Goddard Space Flight Center der NASA in Greenbelt betrieben wird. Neben den Archiv-Daten wurden für drei Weiße Zwerge im Rahmen dieser Arbeit EUVE-Beobachtungen beantragt. Ein Objekt wurde von R. Lallemand/D. Koester zur Verfügung gestellt.

Die spektroskopischen EUVE-Daten wurden mit Hilfe des EUV-Programmpakets des Center for EUV Astrophysics (Miller & Abbott 1995) für das Bildbearbeitungssystem IRAF („Image Reduction and Analysis Facility“, Barnes 1993) der National Optical Astronomy Observatories (NOAO) reduziert. Dieses Programmpaket ermöglicht die Bearbeitung der EUVE-Daten sowie die Extraktion und Kalibrierung von Spektren aus den Daten. Die Datenreduktion läßt sich in drei Schritte unterteilen:

1. Erstellen von QPOE-Dateien (Quick Position Oriented Event) aus den Telemetrie-Daten
2. Erstellen von IRAF-Bildern aus den QPOE-Dateien
3. Extraktion von Spektren aus den IRAF-Bildern

Die unterste Stufe der EUVE-Dateien enthält Daten, die direkt aus der Telemetrie-Kommunikation des Satelliten gewonnen wurden. Hier sind unter anderem die Detektorkoordinaten und die Zeitpunkte für jedes registrierte Photoneneignis und die Ausrichtung des Satelliten enthalten. Im ersten Schritt der Datenreduktion werden für jedes einzelne Detektorereignis die Koordinaten (in Dispersionsrichtung und senkrecht dazu) mit Hilfe der Kalibrationsdaten und der Daten über die Ausrichtung des Satelliten korrigiert. Hierzu wird der IRAF/EUV-Befehl *cep* (comprehensive event pipeline) verwendet.

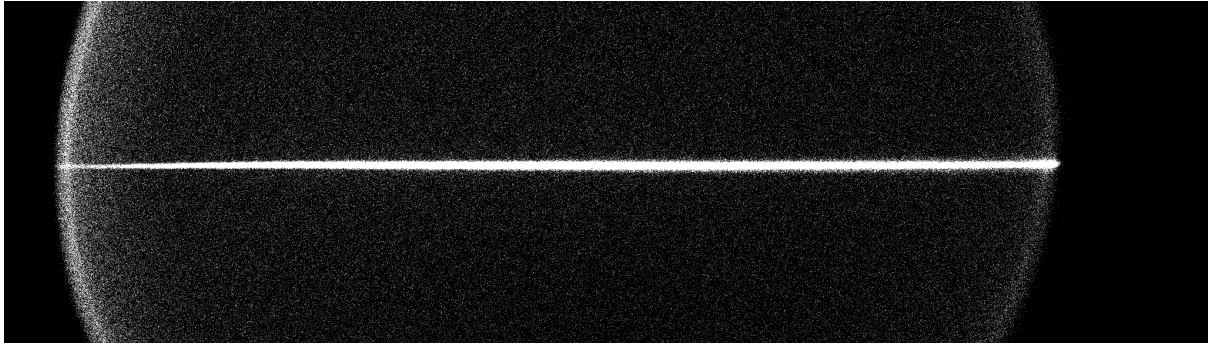


Abbildung 3.2: Aufnahme von HZ 43A mit dem Detektor des MW-Spektrometers. Das Spektrum ist der helle Streifen in der Mitte des Bildes; die Wellenlänge nimmt von links nach rechts zu (70 \AA bis 190 \AA). Der dargestellte Bereich umfaßt 2048×580 Bildelemente

Als Ergebnis erhält man für jeden Detektor eine QPOE-Datei, in der die registrierten Ereignisse entsprechend ihrer Koordinaten sortiert sind. Dieser Teil der Datenreduktion wird standardmäßig vom CEA durchgeführt und muß nur dann wiederholt werden, wenn sich die Kalibrationsdaten grundlegend ändern sollten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher der *cep*-Befehl nur testweise angewendet und ansonsten die Standard-Kalibration benutzt.

Zur Erstellung von IRAF-Bildern aus den QPOE-Dateien werden die folgenden Schritte benötigt (in Klammern jeweils der Name des zugehörigen IRAF/EUV-Befehls):

1. Definition von Zeitintervallen, aus denen Ereignisse verwendet werden sollen (*dqselect*)
2. Korrektur für die Totzeit des Detektors (*mkprimbsch*)
3. Erstellen der IRAF-Bilder aus den QPOE-Dateien (*qpmkim*)

Hierbei wendet der Befehl *qpmkim* die mit *dqselect* und *mkprimbsch* erstellten Korrekturen an und erzeugt aus den QPOE-Dateien der einzelnen Detektoren jeweils ein zweidimensionales IRAF-Bild, das an jedem Koordinatenpunkt die Anzahl der registrierten Ereignisse enthält. Außerdem wird die gesamte Beobachtungszeit um die Detektortotzeit korrigiert. Abb. 3.2 enthält ein Beispiel für ein IRAF-Bild.

Die im zweiten Reduktionsschritt enthaltenen Operationen werden ebenfalls standardmäßig vom CEA durchgeführt. Diese Operationen müssen nur in speziellen Fällen wiederholt werden, wenn z. B. nur Ereignisse aus einem bestimmten Zeitintervall untersucht werden sollen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher nur bei einigen Datensätzen der zweite Reduktionsschritt nochmal durchgeführt, um die Standardreduktion zu überprüfen. Hierbei ergaben sich keine Abweichungen.

Im dritten Reduktionsschritt wird schließlich aus jeder der drei Detektoraufnahmen ein Spektrum extrahiert. Hierzu wird ein streifenförmiges Gebiet des Detektors gewählt, in dem das Spektrum vollständig enthalten ist. Dieser Streifen enthält neben den Photonen von der Quelle auch Hintergrundereignisse. Letztere müssen von der Gesamtanzahl der Ereignisse subtrahiert werden. Die mittlere Anzahl der Hintergrunddetektionen wird dabei aus zwei Streifen oberhalb und unterhalb des Spektrums bestimmt.

Bei der Wahl der Streifen ist zu beachten, daß aus der vorhandenen Beobachtung ein Spektrum mit einem möglichst hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/σ_S gewonnen wird. Im folgenden bezeichne S die Anzahl der Photonen von der Quelle, die in einem Wellenlängenintervall $\Delta\lambda$ und einem Streifen der Breite d_S des Detektors registriert wurden; B bezeichne die Anzahl der Hintergrundphotonen in diesem Gebiet. Die Standardabweichung für die Gesamtanzahl $S + B$ der Ereignisse ist $\sigma_{S+B} = \sqrt{\sigma_S^2 + \sigma_B^2}$, wobei $\sigma_S = \sqrt{S}$ und $\sigma_B = \sqrt{B}$ sind. Wenn für die Bestimmung des Hintergrunds ein um einen Faktor N größerer Streifen $d_B = Nd_S$ als für das Spektrum verwendet wird, dann wird die Standardabweichung für B um einen Faktor $1/\sqrt{N}$ geringer und der Hintergrund ist mit einer Ungenauigkeit von $\sqrt{B/N}$ bekannt. Da zur Bestimmung des Spektrums S der Hintergrund von $S + B$ subtrahiert wird, addieren sich die Standardabweichungen quadratisch, und es ergibt sich für die Standardabweichung des Spektrums

$$\sigma_S = \sqrt{\sigma_{S+B}^2 + B/N} = \sqrt{S + B(1 + 1/N)} . \quad (3.2)$$

Für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis folgt damit

$$\frac{S}{\sigma_S} = \frac{S}{\sqrt{S + B(1 + 1/N)}} . \quad (3.3)$$

Aus dieser Beziehung ergibt sich, daß der Streifen, der das Spektrum enthält, so gewählt werden muß, daß er nur die Gebiete umfaßt, die Photonen von der Quelle enthalten. Ein breiterer Streifen, führt zu einem größeren B bei gleichbleibendem S und verschlechtert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Die notwendige Breite des Streifen hängt im wesentlichen vom EUV-Fluß und von der Integrationszeit ab. Bei den vorliegenden EUVE-Beobachtungen wurden Breiten von 10 bis 60 Bildelementen verwendet.

Bei der Bestimmung der Hintergrundstreifen ist es nach Gl. 3.3 wichtig, daß dieser möglichst breit ist, damit der Fehler bei der Mittelung des Hintergrunds gering wird. Allerdings bedeutet ein breiter Streifen, daß möglicherweise Gebiete verwendet werden, deren Hintergrund nicht mehr mit dem Hintergrund im Bereich des Spektrums übereinstimmt. Hier muß ein Kompromiß eingegangen werden. Für die in dieser Arbeit analysierten EUVE-Beobachtungen wurden zwei Streifen mit einer Breite von jeweils 100 Bildelementen gewählt. Dies ergibt Verhältnisse zwischen den Breiten der Spektrums- und Hintergrundstreifen von $N = 20$ bis $N = 3.3$.

Die Spektren wurden innerhalb von IRAF/EUV mit dem Kommando *euextract* extrahiert. Dieses zählt für jede Detektorspalte die Anzahl der registrierten Ereignisse und zieht hiervon die durchschnittliche Anzahl der Hintergrundphotonen in dieser Spalte ab. Dies ergibt für jeden Spektrographen ein Spektrum, in dem die Anzahl der detektierten Photonen pro Wellenlängenintervall enthalten ist. In Abb. 3.3 ist ein Beispiel dargestellt.

Da aus den EUVE-Spektren Parameter des Sterns oder der interstellaren Materie bestimmt werden sollen, müssen die beobachteten Spektren mit Modellspektren verglichen werden. Bei der Verwendung von unkalibrierten EUVE-Spektren wie in Abb. 3.3 ist dies möglich, wenn der Einfluß der EUVE-Spektrographen und -Detektoren auf das Modellspektrum simuliert wird. Hierfür dient der IRAF/EUV-Befehl *specmod*. Dieser Befehl erzeugt aus einem Modellspektrum, das den vorhergesagten Fluß an der Erde enthält,

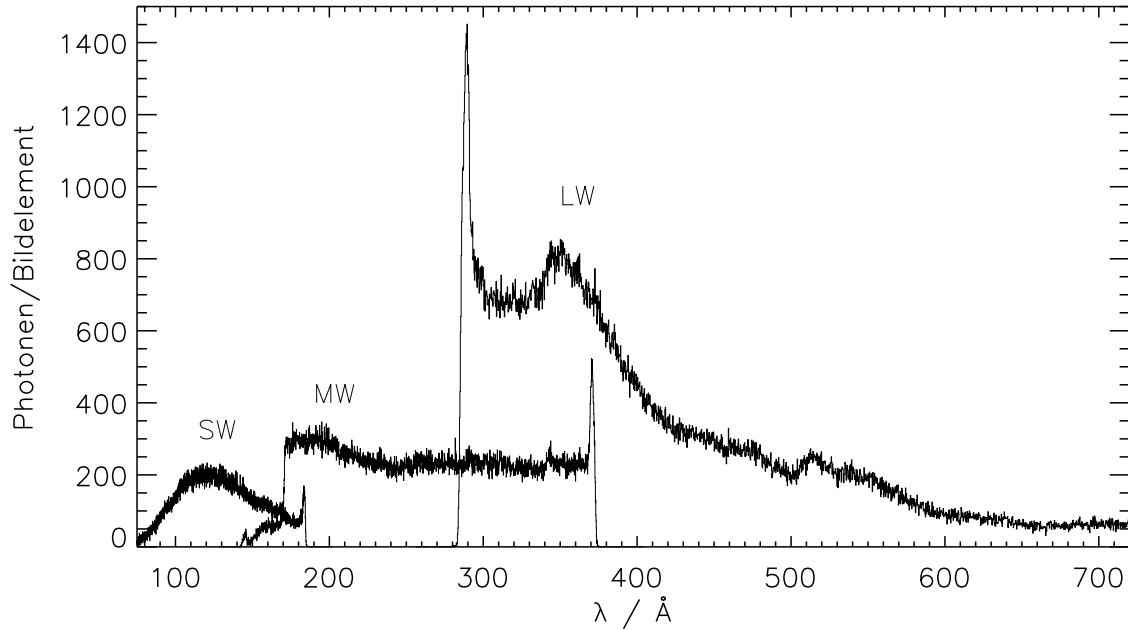


Abbildung 3.3: Unkalibrierte EUVE-Spektren von HZ 43A. Für jeden Detektor ist die Anzahl der detektierten Photonen pro Wellenlängenintervall dargestellt. Die Breiten der Intervalle für das SW-, MW- und LW-Spektrum betragen 0.067 \AA , 0.1347 \AA und 0.2695 \AA

ein simuliertes Spektrum mit der Anzahl der innerhalb der Integrationszeit von EUVE registrierten Photonen.

Eine zweite Möglichkeit zum Vergleich von Beobachtung und Modell besteht darin, daß beobachtete Spektrum in ein flußkalibriertes Spektrum umzuwandeln. Ein derartiges Spektrum enthält die absoluten Strahlungsflüsse an der Erde und kann daher direkt mit einem Modellspektrum verglichen werden.

Ein flußkalibriertes Spektrum wird durch Division des unkalibrierten Spektrums durch die effektiven Flächen und die Integrationszeit berechnet. Diese einfache Methode ist allerdings nur dann korrekt, wenn der Beitrag von höheren als der ersten spektralen Ordnung vernachlässigt werden kann. Diese Ordnungen liefern Beiträge zum gemessenen Spektrum bei $\lambda_n = n \times \lambda_1$, wobei $n = 1, 2, \dots$ ist. Der Beitrag von höheren Ordnungen ist vor allem dann wichtig, wenn das Spektrum der Quelle sich kontinuierlich über einen breiten Wellenlängenbereich erstreckt. Dies ist bei Weißen Zwergen der Fall.

Der Beitrag der höheren spektralen Ordnungen zu den EUVE-Spektren kann berechnet werden, indem zuerst das unkalibrierte Spektrum durch die effektiven Flächen der ersten Ordnung und die Integrationszeit dividiert wird. Danach wird von den kürzesten beobachteten Wellenlängen ausgegangen und der Beitrag des hier gemessenen Flusses zum Fluß bei größeren Wellenlängen mit Hilfe der effektiven Flächen für die höheren Ordnungen berechnet. Diese Beiträge werden vom Spektrum subtrahiert und es werden anschließend die Beiträge von größeren Wellenlängen berechnet. Auf diese Weise kann Schritt für Schritt die Kontamination durch höhere Ordnungen aus dem Spektrum entfernt werden. Allerdings wird hierbei vorausgesetzt, daß die Beiträge von Wellenlängen, die kleiner als

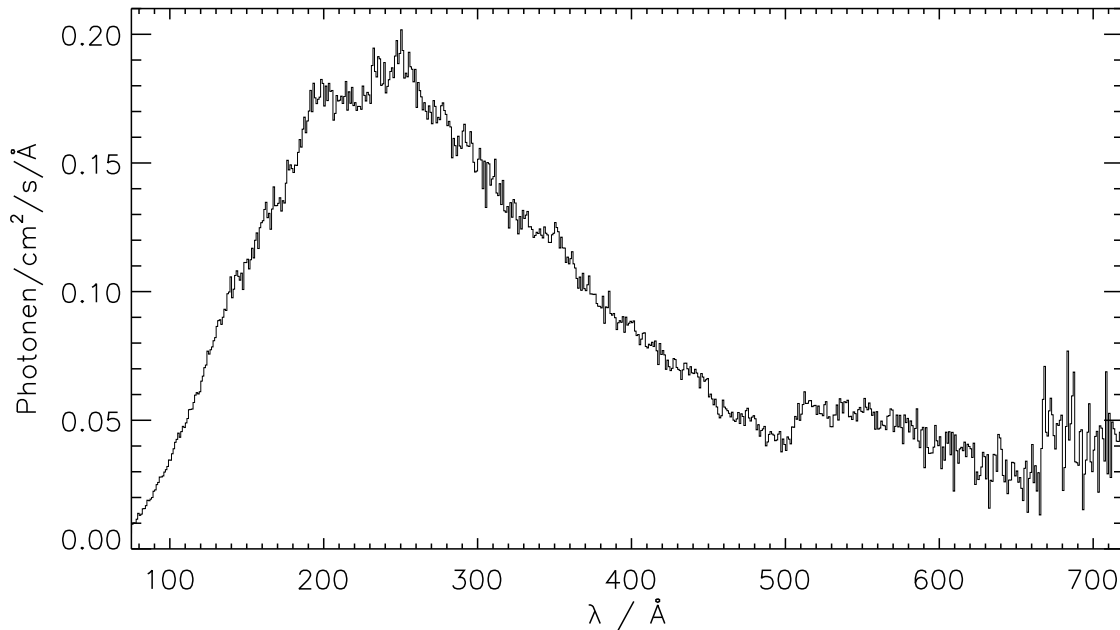


Abbildung 3.4: Flußkalibriertes EUVE-Spektrum von HZ 43A. Die Spektren der drei einzelnen Spektrometer wurden zu einem Spektrum zusammengefügt. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhöhen, wurden die einzelnen Wellenlängenintervalle gemittelt, so daß sich eine spektrale Auflösung von 1 Å ergibt

die untere Grenze des Spektralbereichs der EUVE-Spektrometer ($\lambda < 70 \text{ Å}$) sind, vernachlässigt werden können. Dies ist bei Weißen Zwergen gut erfüllt, da der intrinsische Fluß bei $\lambda < 70 \text{ Å}$ sehr stark abfällt.

Die Berechnung eines flußkalibrierten Spektrums nach dieser Methode ist mit dem IRAF/EUV-Befehl *suborder* möglich. In Abb. 3.4 ist ein Beispiel dargestellt.

Die Berücksichtigung von höheren spektralen Ordnungen ist bei DA Weißen Zwergen insbesondere für das LW-Spektrometer wichtig, da bei DAs das Flußmaximum im EUV (bei etwa 100 Å bis 300 Å) mit den Maxima der effektiven Flächen für die höheren Ordnungen des LW-Spektrometers zusammenfallen. Außerdem sind im LW-Bereich die Beiträge von mehreren Ordnungen fast über den gesamten Bereich vorhanden, während im SW- und MW-Bereich nur die langwelligen Teile betroffen sind (vgl. Miller 1995, S. 3-19f).

Dupuis et al. (1995) haben die effektiven Flächen für höhere Ordnungen im LW-Spektrometer anhand von Beobachtungsdaten überprüft. Hierfür wurden EUVE-Beobachtungen von zwei Weißen Zwergen (GD 246 und RE J2214-49) verwendet, bei denen die interstellare Absorption so groß ist, daß im LW-Spektralbereich der Fluß des Sterns vollständig absorbiert wird. Mit diesen Beobachtungen konnte daher der Beitrag von höheren Ordnungen zum gemessenen Fluß im LW-Bereich direkt berechnet werden. Hierbei ergab sich, daß die effektiven Flächen für die zweite, dritte und vierte Ordnung in der Standardkalibration um Faktoren 1.4, 1.2 und 1.1 zu groß angegeben sind. Für eine korrekte Subtraktion der höheren Ordnungen des LW-Spektrometers müssen daher die effektiven Flächen durch diese Faktoren geteilt werden. Dies ist besonders für die Analyse

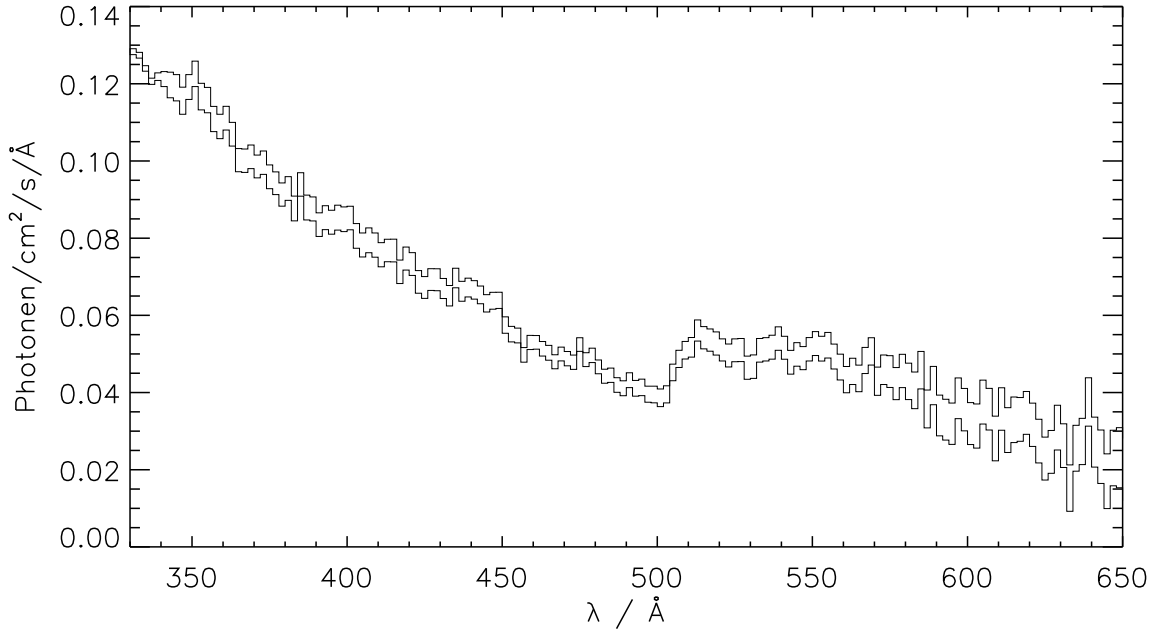


Abbildung 3.5: Einfluß der nach Dupuis et al. (1995) korrigierten effektiven Flächen auf das LW-Spektrum von HZ 43A. Das untere Spektrum wurde mit der Standardkalibration erstellt, während für das obere Spektrum die effektiven Flächen der zweiten, dritten und vierten spektralen Ordnung um Faktoren 1.4, 1.2 und 1.1 dividiert wurden

der interstellaren Absorption wichtig, da mit Hilfe der LW-Spektren die Säulendichte für H I und He I bestimmt werden. Bei der Untersuchung der photosphärischen Zusammensetzung sind dagegen die SW- und MW-Bereiche wichtiger.

In Abb. 3.5 ist der Einfluß der korrigierten effektiven Flächen auf das LW-Spektrum demonstriert. Im Bereich der He I-Kante bei 504 Å bewirken die Korrekturen einen um 15 % bis 20 % höheren Fluß.

In dieser Arbeit werden durchgehend die Korrekturfaktoren von Dupuis et al. (1995) verwendet.

3.3 HST, Calar Alto

Als Ergänzung zu den Röntgen- und EUV-Messungen wurden für den Weißen Zwerg G 191-B2B auch Beobachtungen im optischen und ultravioletten Spektralbereich ausgewertet. Bei den optischen Beobachtungen handelt es sich um drei Spektren, die von D. Koester am 19., 20. und 21. September 1995 mit dem 2.2m-Teleskop des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums auf dem Calar Alto aufgenommen wurden. Die Belichtungszeiten betrugen 1800, 900 und 1200 Sekunden. Als Spektrometer wurde der Cassegrain-Spektrograph verwendet, die spektrale Auflösung beträgt 3.5 Å.

Die Spektren umfassen den Spektralbereich von 3730 bis 5075 Å und beinhalten daher einen Teil der Balmer-Serie des Wasserstoffs, insbesondere die Linien H_β , H_γ und H_δ . Mit

diesen Linien werden in Abschnitt 5.3 die Effektivtemperatur und die Schwerebeschleunigung bestimmt.

Für die Analyse des EUVE-Spektrums von G 191-B2B war es notwendig, Häufigkeitsbestimmungen für photosphärische Elemente aus ultravioletten Spektren zu verwenden. Hierfür wurden Beobachtungen von A. Vidal-Madjar mit dem Goddard High Resolution Spectrograph (GHRS) des Hubble Space Telescopes (HST) verwendet (Vidal-Madjar et al. 1994). Die Aufnahmen wurden mit dem G160M-Gitter und der Small Science Aperture durchgeführt, was eine nominelle spektrale Auflösung von 0.05 \AA ergibt. Bei der Analyse der Spektren konnte jedoch festgestellt werden, daß für die tatsächlich erreichte Auflösung etwa 0.1 \AA angenommen werden müssen.

Das eigentliche Ziel der HST-Beobachtungen war eine Untersuchung des interstellaren Mediums in Richtung auf G 191-B2B, wobei der Weiße Zwerg als Hintergrund-Strahlungsquelle diente. Neben interstellaren Linien befinden sich in zwei der beobachteten spektralen Segmente mit den Wellenlängenbereichen 1230 \AA bis 1266 \AA und 1392 \AA bis 1427 \AA auch photosphärische Linien von N V ($1238.82/1242.80 \text{ \AA}$), Si IV ($1393.76/1402.77 \text{ \AA}$), Fe V ($\approx 1392 \text{ \AA}$ bis 1412 \AA) und Ni V ($\approx 1243 \text{ \AA}$ bis 1265 \AA). Die Integrationszeiten für die beiden Segmente betrugen 2995.2 und 2419.2 Sekunden.

Für die Analyse der Linien ist es wichtig sicherzustellen, daß diese Linien in der Photosphäre entstehen und nicht interstellaren Ursprungs sind. Für Fe V und Ni V kann eine interstellare Natur aufgrund des hohen Ionisationspotentials von etwa 76 eV ausgeschlossen werden. Da sich die Si IV-Linien im selben Segment wie die Fe V-Linien befinden und die Wellenlängendifferenz zwischen den Linien der Labordifferenz entspricht (Vidal-Madjar 1994), ist ein photosphärischer Ursprung für Si IV sehr wahrscheinlich. Diese Argumentation läßt sich für die N V- und Ni V-Linien nicht übernehmen, da die Ni V-Linien zu schwach für eine genaue Wellenlängenbestimmung sind. In diesem Fall muß die detaillierte Struktur der interstellaren Materie herangezogen werden, wie sie sich aus den GHRS-Beobachtungen von G 191-B2B ergibt (Lemoine et al. 1996). Ein Vergleich mit der interstellaren Si II-Linie im N V-Segment ergibt dann eine heliozentrische Geschwindigkeit von $19.5 \pm 1.5 \text{ km s}^{-2}$ für die N V-Linie (Vidal-Madjar et al. 1994). Diese stimmt mit früheren Radialgeschwindigkeitsbestimmungen (Reid & Wegner 1988, $19 \pm 4 \text{ km s}^{-2}$) überein.

Als Ergänzung zu den GHRS-Spektren wurden in einer späteren Phase der Analyse (siehe 5.3.4) auch neuere Beobachtungen mit dem „Space Telescope Imaging Spectrograph“ (STIS) von HST verwendet. Von S. Dreizler wurden die STIS-Spektren von G 191-B2B dem HST-Archiv entnommen, normalisiert und entsprechend der Beobachtungszeiten aufaddiert. Das gesamte Spektrum umfaßt den Wellenlängenbereich von 1200 \AA bis 1450 \AA mit einer Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda = 45800$ (Dreizler & Wolff 1999).

Kapitel 4

Photometrische Röntgen- und EUV-Beobachtungen

4.1 Vorbemerkungen

Die Beobachtungen mit dem ROSAT-Satelliten werden in diesem Kapitel verwendet, um Aussagen über die chemische Zusammensetzung der Atmosphären von Weißen Zwergen des Spektraltyps DA zu gewinnen. Bis auf einige wenige Ausnahmen sind alle mit ROSAT beobachteten Weißen Zwerge von diesem Spektraltyp, da bei den heliumreichen Objekten der Fluß im extremen Ultraviolett und im weichen Röntgenbereich aufgrund der He I- und He II-Kanten bei 504 Å und 228 Å absorbiert wird.

Die Analyse der ROSAT-Beobachtungen wird dadurch bestimmt, daß die spektrale Auflösung (siehe 3.1) zur Identifikation von einzelnen Linien nicht ausreicht. Es sind daher nur globale Aussagen über die Menge an zusätzlichen Absorbern möglich. Diese Aussagen wurden auf zwei Arten gewonnen. Bei der ersten Variante wurden die ROSAT-Beobachtungen mit reinen Wasserstoff-Atmosphären angepaßt. Hierbei sind die freien Parameter die Effektivtemperatur und die interstellare Säulendichte von H I. Wenn die auf diese Weise bestimmte Temperatur niedriger ist als die Effektivtemperatur, die aus den Balmer-Linien bestimmt wurde, dann ist dies ein Hinweis auf die Existenz von Absorbern im extremen Ultraviolett und im Röntgenbereich.

Für die zweite Variante wurden die Elementhäufigkeiten eines Referenzsternes mit einem Faktor („Metallizität“) multipliziert, so daß die relativen Häufigkeiten erhalten blieben. Für die Analyse der Beobachtungsdaten wurde die Effektivtemperatur aus den optischen Spektren verwendet, so daß als freie Parameter die Metallizität und die H I-Säulendichte verblieben. Bei dieser Methode wurden neben den ROSAT-Zählraten auch Zählraten aus der Himmelsdurchmusterung mit EUVE benutzt.

4.2 Analyse der Beobachtungen

4.2.1 Synthetische Impulshöhenverteilungen und Zählraten

Für die Analyse der ROSAT-Beobachtungen muß aus dem Modellspektrum f_λ eine Vorhersage für die PSPC-Impulshöhenverteilung („pulse height distribution“, PHD) und für

die WFC-Zählraten bestimmt werden. Zur Berechnung von synthetischen Impulshöhenverteilungen wurde die bei der Datenreduktion (siehe 3.1) erstellte Detector-Response-Matrix D_{ij} verwendet. Diese $(m \times n)$ -Matrix gibt die Wahrscheinlichkeit für jeden der n Energiebereiche an, daß ein Photon, dessen Energie in einem dieser Bereiche liegt, in einem der m Kanäle der PHD detektiert wird. Die Impulshöhenverteilung N_i wurde dann durch

$$N_i = \sum_{j=1}^n D_{ij} \Phi_j \quad (i = 1, \dots, m) \quad (4.1)$$

berechnet, wobei

$$\Phi_j = 0.5[f_\lambda(\lambda_1)\lambda_1 + f_\lambda(\lambda_2)\lambda_2] \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{hc} \quad (4.2)$$

die Anzahl der Photonen pro Zeiteinheit in dem jeweiligen Energieintervall bezeichnet. Hierbei sind λ_1 und λ_2 die Grenzen des Intervalls. Die Umrechnung von Strahlungsfluß in Photonenfluß erfolgt mit dem Faktor Wellenlänge/ hc , wobei eine Mittelung zwischen den Werten an den Rändern des Intervalls verwendet wird.

Die Vorhersagen für die WFC-, EUVE- und EXOSAT-Zählraten wurden mit Hilfe der effektiven Flächen $A(\lambda)$ der jeweiligen Kombinationen aus Teleskop, Filter und Detektor nach

$$N = \int_0^\infty \frac{\lambda}{hc} f_\lambda(\lambda) A(\lambda) d\lambda \quad (4.3)$$

berechnet.

Die hier beschriebenen Methoden sind in dem Programm „INTEX“, das mir von S. Jordan zur Verfügung gestellt wurde, implementiert.

4.2.2 Methoden

Für die Analyse der ROSAT-Beobachtungen wurden drei verschiedene Methoden verwendet, wobei sich die ersten beiden nur durch die Art des Beobachtungsmaterials unterscheiden:

1. Bestimmung von Effektivtemperatur und interstellarer Wasserstoff-Säulendichte aus den PSPC-, WFC- und EXOSAT-Zählraten
2. Bestimmung von Effektivtemperatur und interstellarer Wasserstoff-Säulendichte aus den PSPC-Impulshöhenverteilungen
3. Bestimmung eines Metallizitätsindex und der interstellaren Wasserstoff-Säulendichte aus den ROSAT- und EUVE-Zählraten.

Bei der ersten Methode wurde aus reinen Wasserstoff-Atmosphären ein Gitter mit Vorhersagen für die PSPC-, WFC- und EXOSAT-Zählraten berechnet. Die freien Parameter sind die Effektivtemperatur der Modellatmosphären und die interstellare H I-Säulendichte. Die Oberflächenschwerebeschleunigung wurde bei den meisten Objekten auf $\log g = 8.0$ festgesetzt, da der Strahlungsfluß im Röntgen- und EUV-Bereich nur wenig von der Schwerebeschleunigung abhängt. Nur bei einigen Sternen wurde für $\log g$ der Wert aus der Analyse der Balmer-Linien verwendet. Hierbei ergaben sich nur geringe Abweichungen von nicht mehr als 600 K gegenüber der Analyse mit $\log g = 8.0$ (siehe Tab. 4.1).

Das Gitter wurde mit einem festen Raumwinkel von 10^{-24} berechnet. Dies macht es möglich, dasselbe Gitter für verschiedene Objekte zu verwenden, wenn die Schwerebeschleunigung konstant gehalten wird. Der tatsächliche Raumwinkel Ω des Weißen Zwergs wurde aus der scheinbaren visuellen Helligkeit durch Vergleich mit theoretischen Helligkeiten nach Gl. 2.21 berechnet. Die Gitter-Zählraten wurden zum Vergleich mit den Beobachtungen mit dem Faktor $\Omega/10^{-24}$ skaliert.

Die Parameter wurden durch die Minimierung des χ^2 -Werts

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{y_i^{(b)} - y_i^{(t)}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.4)$$

bestimmt. Hierbei sind die gemessenen Zählraten mit $y_i^{(b)}$ ($i = 1, \dots, n$), die Fehler der Zählraten mit σ_i und die theoretischen Zählraten mit $y_i^{(t)} = y_i^{(t)}(T_{\text{eff}}, N(\text{H I}))$ bezeichnet. Die Minimierung von χ^2 ergibt die beste Anpassung der Modellparameter an die Beobachtung.

Zur Bestimmung der Parameter wurde für jeden einzelnen Gitterpunkt der χ^2 -Wert berechnet und das Minimum innerhalb der χ^2 -Verteilung gesucht. Hierbei wurden neben den statistischen Fehlern der Zählraten auch relative systematische Fehler von 10 % bis 20 % verwendet (Barstow et al. 1993b, Wolff 1994), die quadratisch zu den statistischen Fehlern addiert wurden: $\sigma_{\text{gesamt}}^2 = \sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2$. Die Routinen zur χ^2 -Berechnung und zur Bestimmung des χ^2 -Minimums sind in einem Programm von D. Koester implementiert.

Die zweite Methode ist ähnlich der ersten, mit dem Unterschied, daß anstelle der Zählraten PSPC-Impulshöhenverteilungen verwendet wurden. Mit Hilfe der beobachteten visuellen Helligkeit wurden für ein Gitter aus T_{eff} und $N(\text{H I})$ synthetische Impulshöhenverteilungen berechnet und durch Vergleich mit den beobachteten Verteilungen χ^2 -Werte bestimmt. Die besten Parameterwerte wurden aus dem Minimum der χ^2 -Verteilung berechnet.

Als Grundlage für die dritte Methode diente eine Reproduktion des EUVE-Spektrums des DA Weißen Zwergs G 191-B2B durch Finley (1996). Hierbei wurde eine Modellatmosphäre verwendet, die neben Wasserstoff auch Spuren von schwereren Elementen enthielt. Zur Vereinfachung des Problems wurde allerdings nur Gebunden-frei-Absorption und keine Linienabsorption berücksichtigt. Die verwendeten Häufigkeiten waren $\text{He}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{C}/\text{H} = 8 \cdot 10^{-6}$, $\text{N}/\text{H} = 3 \cdot 10^{-6}$, $\text{O}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ne}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Si}/\text{H} = 3 \cdot 10^{-7}$, $\text{P}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-7}$, $\text{Cl}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ar}/\text{H} = 3 \cdot 10^{-5}$, $\text{K}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-5}$, $\text{Ca}/\text{H} = 3 \cdot 10^{-6}$, $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$ und $\text{Ni}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$. Hiermit ließ sich der Verlauf des EUVE-Spektrums von G 191-B2B mit einer Effektivtemperatur von 55000 K reproduzieren.

Zur Analyse der Zählraten von anderen Weißen Zwergen wurden die Elementhäufigkeiten mit einem Faktor skaliert, wobei die relativen Häufigkeiten beibehalten wurden. Dieser Faktor wird im folgenden als Metallizität bezeichnet. Für jeden Stern wurde für die Effektivtemperatur aus den Balmer-Linien ein Gitter aus vorhergesagten Zählraten berechnet, wobei die Metallizität und die Wasserstoff-Säulendichte die freien Parameter waren. Innerhalb dieses Gitter wurde schließlich die beste Lösung mit der χ^2 -Technik bestimmt.

Neben den ROSAT-Beobachtungen wurden für die Analyse mit relativen Häufigkeiten auch Zählraten aus der EUVE-Himmelsdurchmusterung verwendet. Diese erweitern

den Spektralbereich von ROSAT in Richtung auf längere Wellenlängen, wo der Einfluß der photosphärischen Absorber zurückgeht und die interstellare Wasserstoff-Säulendichte wichtiger wird. Dadurch kann der Einfluß beider Parameter besser getrennt werden.

Die Bestimmung von relativen Metallizitäten stellt ein quantitatives Maß für die gesamte Opazität durch schwere Elemente dar. Allerdings dürfen die Häufigkeiten der einzelnen Elemente nur als grobe Anhaltspunkte für die tatsächlichen Häufigkeiten angesehen werden, weil keine Absorption von Linien berücksichtigt wurde. Dies ist jedoch vor allem für Eisen und Nickel wichtig. Außerdem kann durch die Analyse der Zählraten nicht gezeigt werden, daß die Annahme von gleichen relativen Häufigkeiten bei allen untersuchten Objekten gerechtfertigt ist.

4.3 Ergebnisse mit reinen Wasserstoff-Atmosphären

Für die erste Analyse der ROSAT-Beobachtungen wurden die PSPC-Impulshöhenverteilungen und die PSPC-, WFC- und EXOSAT-Zählraten mit reinen Wasserstoffatmosphären analysiert (siehe 4.2.2). Hierdurch wurden Werte für die Effektivtemperatur der Weißen Zwerge und für die interstellare Wasserstoff-Säulendichte bestimmt. In Tab. 4.1 sind die Ergebnisse dieser Methode aufgelistet.

Durch Vergleich der Effektivtemperaturen aus den Röntgen- und EUV-Beobachtungen mit den aus den Balmer-Linien des Wasserstoffs bestimmten Effektivtemperaturen lassen sich Rückschlüsse auf die chemische Zusammensetzung der Weißen Zwerge ziehen. Wenn beide Temperaturen übereinstimmen, dann ist der Beitrag von Elementen, die schwerer als Wasserstoff sind, zur Opazität im Röntgen- und EUV-Bereich nur gering. Die Annahme einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre ist in diesem Fall gerechtfertigt. Wenn dagegen zusätzliche photosphärische Absorber vorhanden sind, dann ist der Fluß im Bereich der ROSAT-Instrumente niedriger und es ergibt sich bei der Analyse mit reinen Wasserstoff-Atmosphären eine Effektivtemperatur, die kleiner als der Wert aus den Balmer-Linien ist.

In Abb. 4.1 befindet sich ein Vergleich zwischen den Ergebnissen der Röntgen- und EUV-Beobachtungen mit den T_{eff} -Bestimmungen aus visuellen Spektren. Es ergibt sich folgendes Bild:

- Die Röntgenbeobachtungen von nahezu allen DA Weißen Zwergen mit Effektivtemperaturen kleiner als etwa 40000 K lassen sich mit reinen Wasserstoff-Atmosphären reproduzieren.
- Im Bereich von $T_{\text{eff}} \approx 40000$ K bis ≈ 50000 K gibt es sowohl Objekte mit reinen Wasserstoff-Atmosphären als auch Objekte mit zusätzlichen Absorbern.
- Bei $T_{\text{eff}} > 50000$ K können die Röntgendaten von allen DA Weißen Zwergen nicht mehr mit reinen Wasserstoff-Atmosphären reproduziert werden.

Im Gegensatz zu früheren Untersuchungen der EXOSAT- und ROSAT-Daten mit einem kleineren Ensemble an Objekten (Jordan et al. 1987, Paerels & Heise 1989, Barstow et al. 1993b) sind nun auch im Bereich von 40000 K bis 50000 K mehrere Objekte mit reinen Wasserstoff-Atmosphären vorhanden. Damit erscheint HZ 43A bei $T_{\text{eff}} \approx 50000$ K, der,

Tabelle 4.1: Ergebnisse der ROSAT-Beobachtungen: (1) Analyse der PSPC-, WFC- und EXOSAT-Zählraten, (2) Analyse der PSPC-Impulshöhenverteilungen. Die Ergebnisse mit dem Bor-Filter sind mit einem „B“ gekennzeichnet

Name	opt. $T_{\text{eff}} / 10^3 \text{ K}$	verw. $\log g$	(1) PSPC/WFC/EXOSAT $T_{\text{eff}} / 10^3 \text{ K}$ $\log N(\text{H I})$		(2) PSPC PHD $T_{\text{eff}} / 10^3 \text{ K}$ $\log N(\text{H I})$	
RE J2214–49	66.1 ± 1.8^a	7.50	Keine Lösung			
Feige 24	62.7 ± 2.2^a	7.00	Keine Lösung			
G 191-B2B	61.2 ± 0.2^a	7.50	Keine Lösung			
WD 0848+119	60.0 ± 15.0^d	8.00			≥ 29.0	
GD 246	58.7 ± 0.5^a	8.00	37.2 ± 0.8	18.95 ± 0.09		
PG 1234+482	56.4 ± 0.5^a	8.00	37.7 ± 0.9	18.79 ± 0.12		
PG 1548+405	56.2 ± 0.7^a	8.00			35.5 ± 8.5	$19.75 \pm 0.65 \text{ B}$
MCT 0455–2812	55.7 ± 0.6^a	8.00	Keine Lösung			
RE J0512–41	54.0 ± 4.4^g	8.00	46.3 ± 1.5	19.28 ± 0.08		
PG 1123+189	53.8 ± 0.6^a	8.00	30.9 ± 0.9	18.22 ± 0.45		
PG 1657+344	53.0 ± 0.5^a	8.00			37.1 ± 2.0	19.36 ± 0.23
HZ 43A	50.8 ± 0.6^a	7.70	48.9 ± 0.7	18.22 ± 0.05		
		8.00	48.6 ± 0.8	18.23 ± 0.06		
PG 2357+296	49.9 ± 0.7^a	8.00			33.5 ± 7.5	$20.15^{+0.30}_{-0.90}$
RE J1820+58	49.6 ± 0.6^a	8.00	35.0 ± 0.8	19.65 ± 0.04		
PG 1403–077	49.3 ± 0.7^a	8.00			43.7 ± 3.1	20.05 ± 0.15
GD 8	48.7 ± 0.5^a	8.00			39.3 ± 3.8	$20.50 \pm 0.10 \text{ B}$
RE J1043+49	47.3 ± 0.3^a	8.00	43.4 ± 1.5	19.09 ± 0.12		
PG 1232+238	47.3 ± 0.9^a	8.00			≥ 29.0	B
WD 2000–562	47.2 ± 0.4^a	8.00	29.0 ± 1.6	19.14 ± 0.19		
RE J1032+53	46.9 ± 0.5^a	8.00	44.0 ± 1.6	19.00 ± 0.13		
GD 257	46.0 ± 0.6^a	8.00	39.2 ± 0.6	19.63 ± 0.03		
PG 1010+064	45.6 ± 0.7^a	7.80			49.0 ± 3.5	20.25 ± 0.09
RE J2324–54	45.0 ± 0.4^a	8.00	39.4 ± 1.3	19.16 ± 0.09		
RE J1629+78	44.6 ± 0.4^a	8.00	40.6 ± 1.3	19.51 ± 0.06		
RE J2009–60	44.2 ± 0.6^g	8.00	42.9 ± 1.1	19.39 ± 0.04		
RE J0715–70	43.9 ± 0.6^a	8.00	42.5 ± 1.5	19.38 ± 0.10	39.9 ± 0.9	18.86 ± 0.37
					40.9 ± 1.3	$\leq 19.0 \quad \text{B}$
GD 50	40.5 ± 0.3^e	9.00	35.4 ± 1.8	19.30 ± 0.15		
		8.00	36.0 ± 3.7	19.32 ± 0.29		
KUV 0433–03	42.0 ± 0.3^a	7.80	38.3 ± 1.8	19.70 ± 0.06	38.6 ± 1.8	19.69 ± 0.10
		8.00	37.9 ± 3.3	18.68 ± 0.16		
PG 0136+251	40.3 ± 1.1^a	9.00	41.5 ± 2.5	19.67 ± 0.17		
GD 394	39.6 ± 0.1^a	8.00	29.8 ± 2.3	18.61 ± 0.66		
GD 153	38.7 ± 0.2^a	7.72	36.4 ± 1.7	18.24 ± 0.77	$35.1^{+0.8}_{-0.4}$	$19.07^{+0.11}_{-0.09}$
					38.7 ± 1.3	$\leq 19.2 \quad \text{B}$
PG 2349+286	38.1 ± 0.3^a	8.00			31.5 ± 7.5	$\leq 20.3 \quad \text{B}$
PG 0824+289	36.0 ± 3.0^c	8.00	37.2 ± 2.1	19.70 ± 0.09	39.6 ± 1.7	19.90 ± 0.09
GD 659	35.8 ± 0.1^a	7.72	35.1 ± 0.3	18.83 ± 0.07	36.0 ± 0.9	19.08 ± 0.15
		8.00	34.6 ± 0.3	18.80 ± 0.07		
PG 1026+454	35.0 ± 0.1^a	8.00	34.4 ± 2.9	19.08 ± 0.42		
Feige 93	34.0 ± 0.1^a	8.00			≥ 25.0	
LB 1663	33.4 ± 0.1^a	8.00	30.1 ± 0.6	18.87 ± 0.12		
GD 80	33.4 ± 0.2^a	8.00	33.2 ± 1.8	19.02 ± 0.32		
RE J0521–10	33.0 ± 0.2^a	8.00	31.9 ± 1.3	18.09 ± 0.71		

Tabelle 4.1 (Fortsetzung)

Name	opt. $T_{\text{eff}} / 10^3 \text{ K}$	verw. $\log g$	PSPC/WFC/EXOSAT		PSPC PHDs		
			$T_{\text{eff}} / 10^3 \text{ K}$	$\log N(\text{H I})$	$T_{\text{eff}} / 10^3 \text{ K}$	$\log N(\text{H I})$	
GD 71	32.7 ± 0.1^a	8.00	32.6 ± 0.5	18.65 ± 0.11			
RE J0512–00	31.9 ± 0.1^a	8.00	31.1 ± 1.3	18.99 ± 0.22			
PG 1658+441	30.5 ± 0.2^f	9.36	30.2 ± 0.8	18.68 ± 0.23	29.8 ± 0.8	≤ 18.5	
		8.00	30.7 ± 0.6	18.69 ± 0.15	30.3 ± 0.8	≤ 18.5	
PG 1335+701	30.3 ± 0.1^a	8.23			28.8 ± 2.8	≤ 19.7	
GD 421	30.2 ± 0.1^a	8.00	29.0 ± 2.7	19.36 ± 0.47			
PG 1041+580	29.9 ± 0.1^a	8.00	29.9 ± 1.5	19.11 ± 0.23			
PG 1333+498	29.9 ± 0.3^e	8.00			35.0 ± 11.0	≤ 20.5	B
GD 123	29.7 ± 0.1^a	8.00	28.5 ± 1.0	≤ 19.0			
CBS 234	29.7 ± 0.3^e	8.00			27.5 ± 5.5	≤ 20.3	B
BPM 93487	29.5 ± 0.1^a	8.00	29.5 ± 0.5	≤ 18.9			
PG 0805+654		8.00			≥ 27.5		
L 210–114	26.8 ± 0.3^a	8.00			25.2 ± 1.6	≤ 19.6	
KPD 0631+1043	26.6 ± 0.1^a	8.00	26.9 ± 1.2	18.27 ± 0.71			
CD –38°10980	25.3 ± 0.1^a	8.00	24.8 ± 0.6	18.95 ± 0.23			
G 162-66	25.0 ± 0.1^a	8.00	25.0 ± 0.8	18.87 ± 0.38			
Sirius B	24.7 ± 1.0^b	8.00	25.1 ± 0.4	18.78 ± 0.23			
GD 391	24.3 ± 0.1^a	8.00	23.9 ± 0.9	≤ 19.4			
GD 695		8.00			≥ 24.0		
PG 1223+478		8.00			≥ 24.0		
Van Rhijn 16	23.8 ± 0.1^a	8.00	25.5 ± 2.0	≤ 19.6			
GD 222	21.2 ± 0.1^a	8.00			≥ 20.5		
GD 140	21.0 ± 0.1^a	8.00			20.9 ± 2.1	≤ 20.2	
Wolf 1346	19.9 ± 0.1^a	8.00			≥ 18.0		

^a Finley et al. (1997); ^b Kidder (1991); ^c Wolff et al. (1995); ^d Wolff et al. (1996);

^e Bergeron et al. (1992); ^f Schmidt et al. (1992); ^g Marsh et al. (1997a)

wie schon EXOSAT-Beobachtungen zeigten, eine reine Wasserstoff-Atmosphäre besitzt, nicht mehr als ein isoliertes Objekt.

Bei einigen Objekten mit $T_{\text{eff}} > 50000 \text{ K}$ lassen sich die Röntgendaten nicht mehr mit reinen Wasserstoff-Atmosphären reproduzieren. In diesen Fällen ist die Opazität durch die Spurenelemente so groß, daß die Änderung im Röntgenfluß nicht mehr durch eine Verringerung der Effektivtemperatur ausgeglichen werden kann. Die Anpassung von T_{eff} und $N(\text{H I})$ ergibt zwar eine formale Lösung. Der χ^2 -Wert ist aber sehr hoch, was andeutet, daß das verwendete Modell nicht mehr gültig ist. Um diejenigen Objekte mit einem sehr hohen Metallgehalt herauszunehmen, wurde ein χ_r^2 -Wert¹ von 10 festgelegt, so daß die Lösung von allen Weißen Zwergen mit $\chi_r^2 > 10$ nicht verwendet wird. Dies ist bei RE J2214–49, Feige 24, G 191-B2B und MCT 0455–2812 der Fall (siehe Tab 4.1).

Von diesen Objekten konnten nur zwei (G 191-B2B und MCT 0455–2812) während der PSPC-Himmelsdurchmusterung detektiert werden (Marsh et al. 1997b). Drei Weiße Zwerge wurden zwar mit PSPC-Einzelbeobachtungen beobachtet. Es konnte jedoch nur

¹Reduzierter χ^2 -Wert: $\chi_r^2 = \chi^2 / (n - m)$; n ist die Anzahl der Meßgrößen, m die Anzahl der Parameter, $n - m$ der Freiheitsgrad.

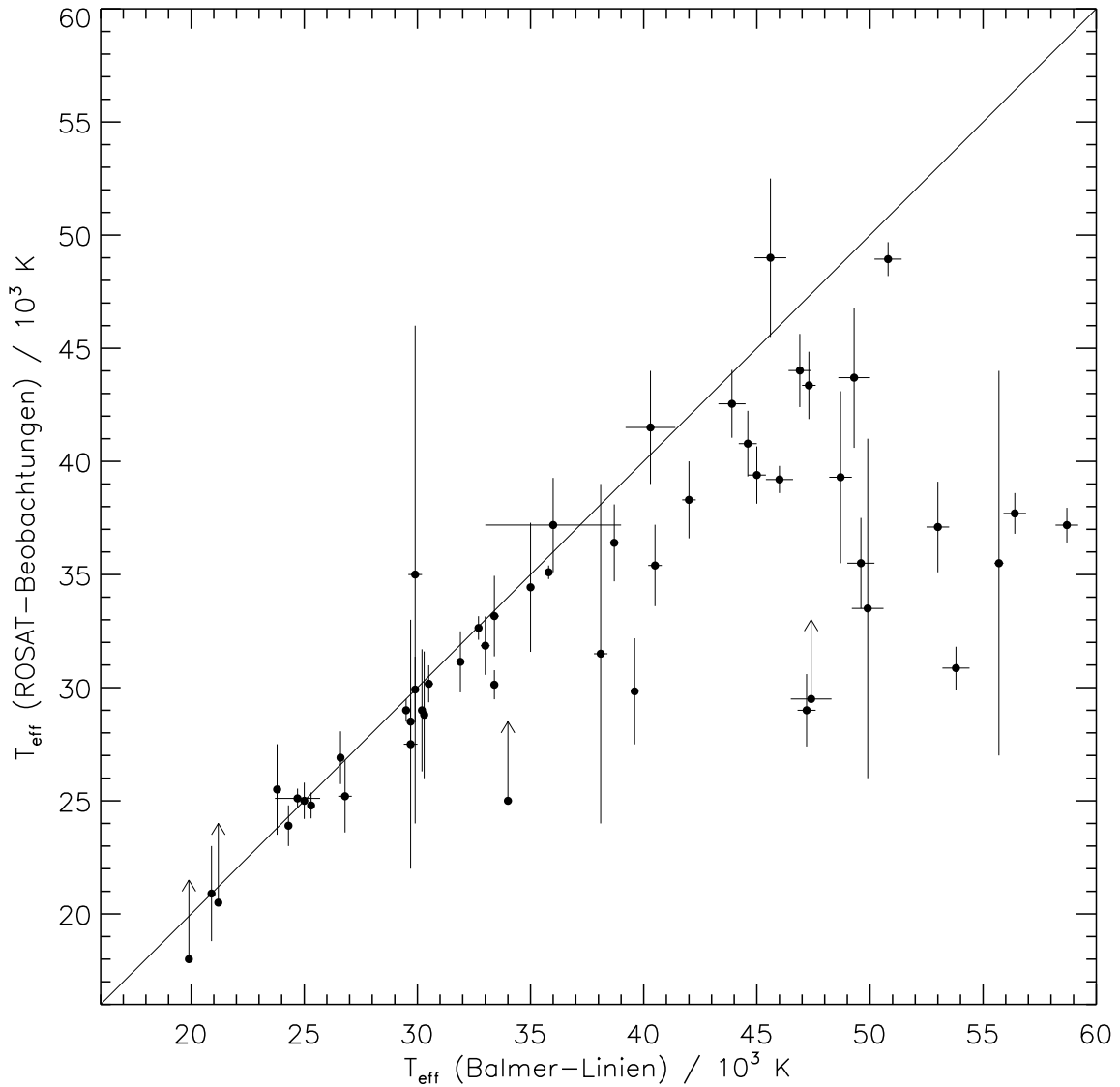


Abbildung 4.1: Vergleich der Effektivtemperaturen aus der Analyse der ROSAT-Beobachtungen mit Effektivtemperaturen aus der Analyse der Balmer-Linien des Wasserstoffs. Weiße Zwerge auf der Diagonalen haben keine oder nur geringe Absorption von Elementen schwerer als Wasserstoff

MCT 0455–2812 detektiert werden. Dagegen konnten alle vier Objekte in der (langwelligeren) WFC-Himmelsdurchmusterung nachgewiesen werden (Pounds et al. 1993). Dies ist ein weiterer Hinweis für die Existenz von photosphärischen Absorbern, weil bei kurzen Wellenlängen der intrinsische Fluß bei Weißen Zwergen schnell schwächer wird und die PSPC-Zählrate daher besonders empfindlich gegenüber zusätzlichen Absorbern ist.

4.4 Ergebnisse mit relativen Metallizitäten

Die Analyse der ROSAT-Beobachtungen mit reinen Wasserstoff-Atmosphären ermöglichte eine Übersicht über die Existenz von photosphärischen Metallen über einen weiten Bereich von Effektivtemperaturen. Die Temperatur aus den Röntgenbeobachtungen stellt dabei ein Maß für die Gesamthäufigkeit an schweren Elementen dar. Es ist jedoch nicht möglich, Unterschiede für die Häufigkeiten bei verschiedenen Sternen anzugeben. Außerdem werden die ROSAT-Daten mit zunehmender EUV- und Röntgenopazität immer schlechter durch reine Wasserstoff-Atmosphären reproduziert.

Eine Möglichkeit, die quantitative Analyse der Zählraten zu verbessern, bietet die Verwendung von Metallizitäten relativ zu einem Vergleichssterne (siehe 4.2.2). Die Ergebnisse der Analyse sind in Tab. 4.2 aufgelistet. Die relativen Metallizitäten sind in der Form des Faktors m angegeben, mit dem die Häufigkeiten von G 191-B2B skaliert werden müssen, um die Zählraten des jeweiligen Sterns zu reproduzieren. Hierbei bedeutet $\log m = 0$, daß der Stern dieselben Häufigkeiten wie der Vergleichssterne besitzt; bei $\log m = -1$ sind die Häufigkeiten nur ein Zehntel so groß. Alle Werte mit $\log m \leq -2$ sind im Rahmen der Genauigkeit als reine Wasserstoff-Atmosphären anzusehen. Neben den Metallizitäten sind in Tab. 4.2 auch die für die Analyse verwendeten Effektivtemperaturen und die aus der Analyse bestimmten interstellaren Wasserstoff-Säulendichten $N(\text{H I})$ aufgelistet.

In der Tabelle fällt auf, daß sich für die Metallizität von G 191-B2B ein Wert von $\log m = 0.172$ ergibt und nicht $\log m = 0$. Der Grund hierfür ist, daß das EUVE-Spektrum nicht mit der optisch bestimmten Effektivtemperatur von $T_{\text{eff}} = 61200 \text{ K}$ reproduziert werden konnte. Die Temperatur mußte auf 55000 K verringert werden. Für die Analyse der Zählraten wurde jedoch wie bei den anderen Weißen Zwergen die optisch bestimmte Effektivtemperatur verwendet, wodurch sich ein höherer Wert als $\log m = 0$ ergibt. Die Frage der Effektivtemperatur von G 191-B2B wird ausführlich in Abschnitt 5.3 diskutiert.

Für den Weißen Zwerg GD 50 konnten Vennes et al. (1996a) in einem EUVE-Spektrum photosphärisches Helium (He II-Kante bei 228 \AA und He II-Linien) nachweisen. Es sind deshalb, im Gegensatz zu G 191-B2B, keine zusätzlichen Metalle zur Reproduktion der EUV-Opazität erforderlich. Da bei den meisten anderen Objekten Helium wahrscheinlich nicht wichtig ist, wird GD 50 im folgenden nicht weiter betrachtet.

In Abb. 4.2 sind die Metallizitäten gegenüber der Effektivtemperatur aufgetragen. Es zeigt sich ein deutlicher Anstieg der Metallizität bis zu $T_{\text{eff}} \approx 60000 \text{ K}$. Bei höheren Temperaturen konnten nur sehr wenig Weiße Zwerge mit ROSAT und EUVE beobachtet werden. Es ist anzunehmen, daß die Häufigkeiten der schweren Elemente hier weiter ansteigen, wodurch der stellare Fluß im Röntgen- und EUV-Bereich nahezu vollständig absorbiert wird. Dadurch werden diese Objekte nicht mit den ROSAT- und EUVE-Himmelsdurchmusterungen erfaßt und nur Weiße Zwerge mit vergleichsweise geringen Metallizitäten beobachtet. Solche metallarmen Objekte haben aufgrund der geringen EUV-Opazität und der hohen Effektivtemperatur einen hohen Fluß im Röntgen- und EUV-Bereich und werden daher bevorzugt mit diesen Himmelsdurchmusterungen entdeckt. Obwohl sie in Abb. 4.2 deutlich hervortreten, bilden sie bei hohen Temperaturen wahrscheinlich eine Minderheit.

Fast über den gesamten untersuchten Bereich an Effektivtemperaturen weisen die Metallizitäten eine Streuung von $\Delta \log m \gtrsim 1$ auf. Objekte mit $\log m \lesssim -2$ sind mit der

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Analyse von ROSAT- und EUVE-Zählraten. Effektivtemperaturen und Schwerebeschleunigungen stammen von Finley et al. (1997)

WD-Nr.	Name	T_{eff} / K	$\log g$	$\log m$	$\log N(\text{H I})$
0440-038	RE J0443-03	72300	8.77	-1.402	20.108
1056+516	LB 1919	69000 ^a	8.08 ^a	-1.689	19.447
0229-481	LB 1628	66400	7.75	-0.373	19.512
0027-636	MCT 0027-6341	63700	7.96	-1.597	19.597
0232+035	Feige 24	62700	7.14	0.650	18.477
0501+527	G 191-B2B	61200	7.49	0.172	18.353
2309+105	GD 246	58700	7.81	-0.804	19.139
0621-376	RE J0623-37	58200	7.27	0.631	17.566
1725+586	LB 335	57200	8.25	0.182	19.647
1234+482	PG 1234+482	56400	7.67	-0.950	19.201
2331-475	MCT 2331-4731	55800	8.07	0.083	18.763
0455-282	MCT 0455-2812	55700	7.77	-0.358	18.211
0718-316	RE J0720-31	55100	7.92	-0.902	19.471
1123+189	PG 1123+189	53800	7.63	-0.788	19.359
0421+740	RE J0427+74	53200	7.88	-0.988	19.660
0947+857	RE J0957+85	50800	8.13	-2.227	19.729
1314+293	HZ 43	50800	7.99	-2.941	18.150
0548-241	RE J0550-24	50700	8.07	-2.600	19.864
0131-164	GD 984	50000	7.76	-1.018	19.344
2124-224	RE J2127-22	49800	7.65	-0.928	19.621
1819+580	RE J1820+58	49600	7.86	-1.011	19.723
0004+330	RE J0007+33	49400	7.63	-2.762	19.994
1040+492	RE J1043+49	49200	7.70	-2.181	19.210
2153-419	MCT 2153-4156	48200	7.98	-2.618	19.572
1528+487	RE J1529+48	47700	7.65	-0.452	19.455
2000-562	WD 2000-562	47200	7.63	-0.846	19.558
1029+537	RE J1032+53	46900	7.77	-2.171	19.087
1740-706	RE J1746-70	46400	8.97	-2.067	19.303
1711+668	RE J1711+66	46100	9.02	-1.525	19.770
0548+000	GD 257	46000	7.67	-2.768	19.695
2321-549	RE J2324-54	45000	7.94	-1.746	19.245
1631+781	RE J1629+78	44600	7.79	-1.819	19.558
2152-548	RE J2156-54	44300	7.91	-2.317	19.024
0630-050	RE J0632-05	44100	8.39	-1.731	19.058
0715-703	RE J0715-70	43900	8.05	-2.727	19.397
0346-011	GD 50	40500 ^b	9.22 ^b	-1.485	19.316
1444+636	RE J1446+63	40500	7.71	-2.074	19.604
2111+498	GD 394	39600	7.94	-0.488	19.420
1109+244	Ton 061	39300	7.86	-2.682	19.569

Tabelle 4.2 (Fortsetzung)

WD-Nr.	Name	$T_{\text{eff}} / \text{K}$	$\log g$	$\log m$	$\log N(\text{H I})$
0136+251	PG 0136+251	39200	8.93	-2.943	19.501
1254+223	GD 153	38700	7.66	-1.606	18.261
0838+035	RE J0841+03	38400	7.78	-2.893	19.216
1636+351	KUV 0433-03	36300	7.96	-2.871	19.591
0824+289	PG 0824+289	36000 ^c		-2.740	19.620
0050-332	GD 659	35800	7.68	-1.718	18.859
0937+505	PG 0937+506	35600	7.76	-2.854	19.379
1026+453	PG 1026+454	35000	7.73	-1.685	18.973
0236+498	RE J0239+50	33800	8.47	-2.412	19.342

^a Vennes et al. (1997); ^b Bergeron et al. (1992); ^c Wolff et al. (1995)

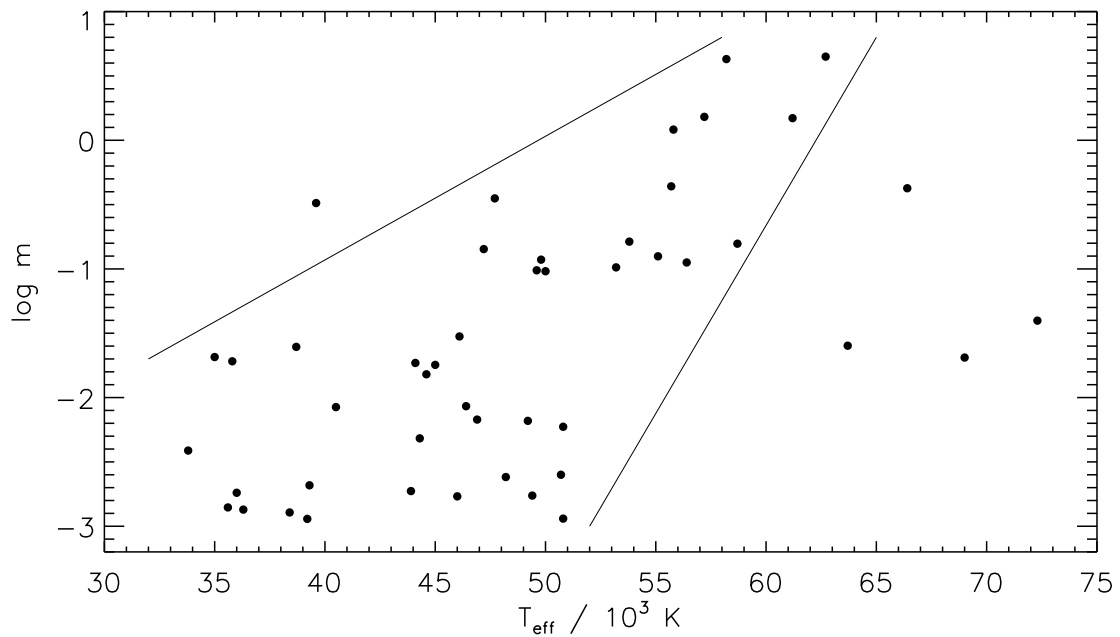


Abbildung 4.2: Relative Metallizitäten (Punkte) aus ROSAT- und EUVE-Zählraten aufgetragen gegen die Effektivtemperatur aus der Analyse der Balmer-Linien. Es sind bis auf GD 50 alle Objekte aus Tab. 4.2 aufgetragen. Für GD 50 wurde von Vennes et al. (1996a) in EUVE-Spektren photosphärisches Helium nachgewiesen

Annahme von reinen Wasserstoff-Atmosphären vereinbar. Diese treten bis etwas 50000 K auf. Darüber gibt es nur noch Weiße Zwerge mit zusätzlichen Absorbern.

Als Ergänzung zu den bisherigen Betrachtungen sind in Abb. 4.3 die relativen Metallizitäten gegenüber der interstellaren Wasserstoff-Säulendichte aufgetragen. Da beide Parameter unabhängig voneinander sind, sollte keine Korrelation zwischen ihnen zu beob-

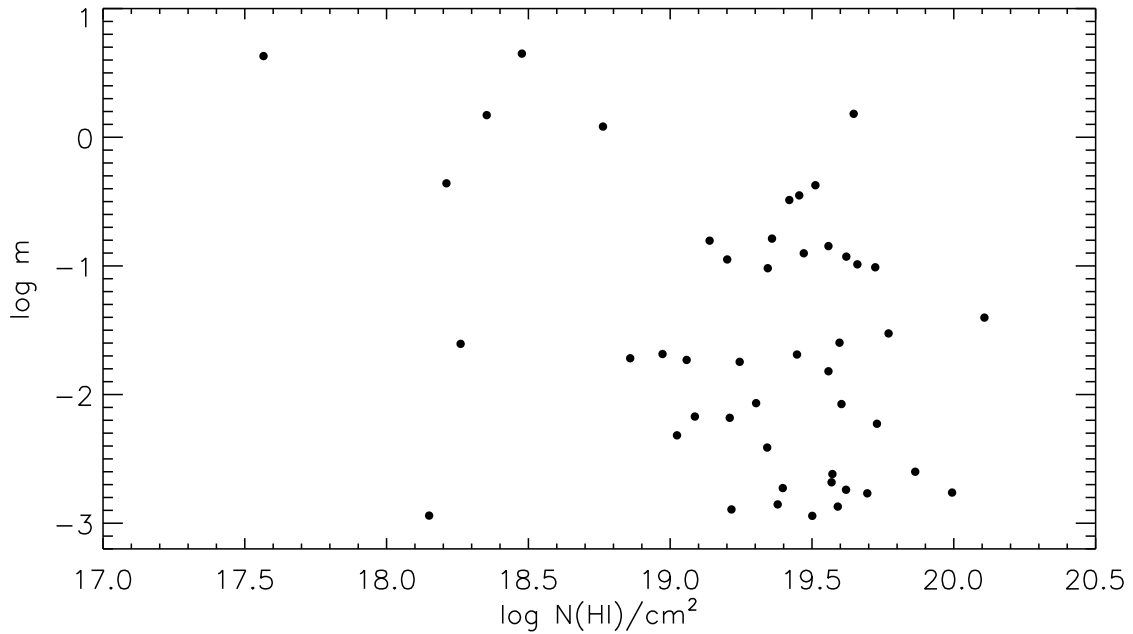


Abbildung 4.3: Relative Metallizitäten aufgetragen gegen die interstellare Wasserstoff-Säulendichte

achten sein. Die einzige mögliche Abhängigkeit wäre das Fehlen von Objekten mit hoher Metallizität bei hohen $N(\text{HI})$ -Werten, da hier durch die Kombination von interstellarer und photosphärischer Opazität der gesamte EUV-Fluß absorbiert werden könnte.

Wie Abb. 4.3 zeigt, besteht keine Korrelation zwischen Metallizität und Säulendichte. Dies deutet darauf hin, daß mit der Untersuchungsmethode tatsächlich die Einflüsse der beiden Parameter getrennt werden konnten.

4.5 Diskussion

Sowohl die Analyse der ROSAT-Daten mit reinen Wasserstoff-Atmosphären als auch die Untersuchung mit relativen Metallizitäten ergeben das generelle Bild, daß zusätzliche photosphärische Absorber im Bereich von $T_{\text{eff}} \approx 40000 \text{ K}$ bis 50000 K beginnen, den Fluß im Röntgen- und EUV- Bereich zu beeinflussen. Bei niedrigeren Effektivtemperaturen gibt es nur Objekte mit reinen Wasserstoff-Atmosphären, während bei Temperaturen oberhalb von 50000 K alle DA Weißen Zwerge zusätzliche Absorber haben.

Diese Temperaturabhängigkeit läßt sich dadurch erklären, daß bei niedrigen Effektivtemperaturen der Strahlungsdruck nicht ausreicht, um Elemente mit starken Absorptionslinien und -kanten im extremen Ultraviolett vor dem Absinken in der Atmosphäre zu bewahren. Bei $T_{\text{eff}} \approx 40000 \text{ K}$ wird der Strahlungsfluß im Bereich dieser Linien groß genug, so daß zusätzliche Absorber ausreichend radiativ beschleunigt werden. Die tatsächliche Existenz der Elemente könnte in diesem Bereich sehr stark von der oberflächenschwerebeschleunigung der Weißen Zwerge anhängen, wodurch sich erklären ließe, daß bei

$T_{\text{eff}} \approx 40000$ K bis 50000 K sowohl Objekte mit Absorbern als auch mit reinen Wasserstoff-Atmosphären vorhanden sind. Bei noch größeren Effektivtemperaturen wird der Strahlungsdruck schließlich so groß, daß in allen Objekten schwere Elemente in der Atmosphäre auftreten. Durch die Entwicklung der Weißen Zwerge von hohen Effektivtemperaturen und geringen Schwerebeschleunigungen zu niedrigem T_{eff} und hohem $\log g$ ergibt sich außerdem bei hohen Temperaturen im allgemeinen ein kleinerer Widerstand (durch die Schwerkraft) gegen den Strahlungsdruck.

Eine Identifikation der Elemente, die die hohe Opazität im Röntgen- und EUV-Bereich verursachen, ist mit den ROSAT-Daten und den photometrischen EUVE-Beobachtungen allein nicht möglich, da die spektrale Auflösung nicht ausreicht, um einzelne Linien zu identifizieren. Es ist daher prinzipiell möglich, die Beobachtungen mit verschiedenen Elementmischungen zu reproduzieren. Durch die Kombination mit Beobachtungen in anderen Spektralbereichen und mit theoretischen Modellrechnungen ergeben sich jedoch Hinweise auf die Natur der Absorber. So konnten schon Vennes et al. (1988) zeigen, daß die Häufigkeiten an Helium, die für die Interpretation der Einstein- und EXOSAT-Messungen notwendig sind, nicht durch radiative Beschleunigung erzielt werden können. Einen Ausweg aus dieser Situation bietet die Annahme, daß Helium tatsächlich abgesunken ist. Wenn die äußere Wasserstoffschicht nur eine geringe Masse hat ($M_{\text{H}} \approx 10^{-14} M_{\odot}$), dann kann Helium im EUV absorbieren, obwohl im optischen Spektralbereich nur Wasserstoff-Linien sichtbar sind. Mit solchen geschichteten H+He-Atmosphären konnten die Einstein- und EXOSAT-Zählraten ebenfalls weitgehend reproduziert werden (Koester 1989a, Vennes & Fontaine 1992).

Die Beobachtungen im Röntgen- und EUV-Bereich ergeben aber auch einige Hinweise darauf, daß Helium zumindest bei einigen DA Weißen Zwerge nicht der wichtigste Absorber ist. Vennes et al. (1989) konnten das EXOSAT-Spektrum von Feige 24 nur mit einer Kombination verschiedener Spurenelemente schwerer als Helium reproduzieren. Mit den ROSAT-Beobachtungen von G 191-B2B und einigen anderen Weißen Zwerge konnten ebenfalls homogene und geschichtete (H+He)-Atmosphären für diese Objekte ausgeschlossen werden (Barstow et al. 1993a, b, Wolff 1994, Wolff et al. 1996).

Bei einigen DA Weißen Zwerge konnten mit Hilfe von Beobachtungen im ultravioletten Spektralbereich Linien von Kohlenstoff, Stickstoff, Silizium, Eisen und Nickel nachgewiesen werden (siehe 1.2), u. a. bei G 191-B2B und Feige 24. Es liegt daher nahe, diese Elemente mit der EUV-Opazität in Verbindung zu bringen. Die Diffusionsrechnungen von Chayer et al. (1994, 1995a,b) sagen für diese Elemente – mit der Ausnahme von Silizium – eine monoton mit der Effektivtemperatur steigende photosphärische Häufigkeit voraus. Vor allem ergeben diese Rechnungen für Eisen im Bereich von $T_{\text{eff}} \approx 40000$ K bis 50000 K (bei $\log g = 7.5$ bis 8.0) einen starken Anstieg der Häufigkeit, was mit dem beobachteten Anstieg der EUV-Opazität bei diesen Effektivtemperaturen übereinstimmt. Dies ist ein wichtiges Argument dafür, daß radiativer Auftrieb eine entscheidende Rolle für das Vorhandensein von Spurenelementen spielt.

Die photometrischen ROSAT- und EUVE-Beobachtungen ergeben einen Hinweis darauf, daß Elemente wie Eisen wichtig für die Erklärung der EUV-Opazität sind. Die eindeutige Identifikation der einzelnen Elemente konnte jedoch erst durch die Kombination von spektroskopischen Beobachtungen im UV und EUV erreicht werden (siehe Kap. 5).

Neben der Temperaturabhängigkeit sagt die Diffusionstheorie auch eine Abhängigkeit

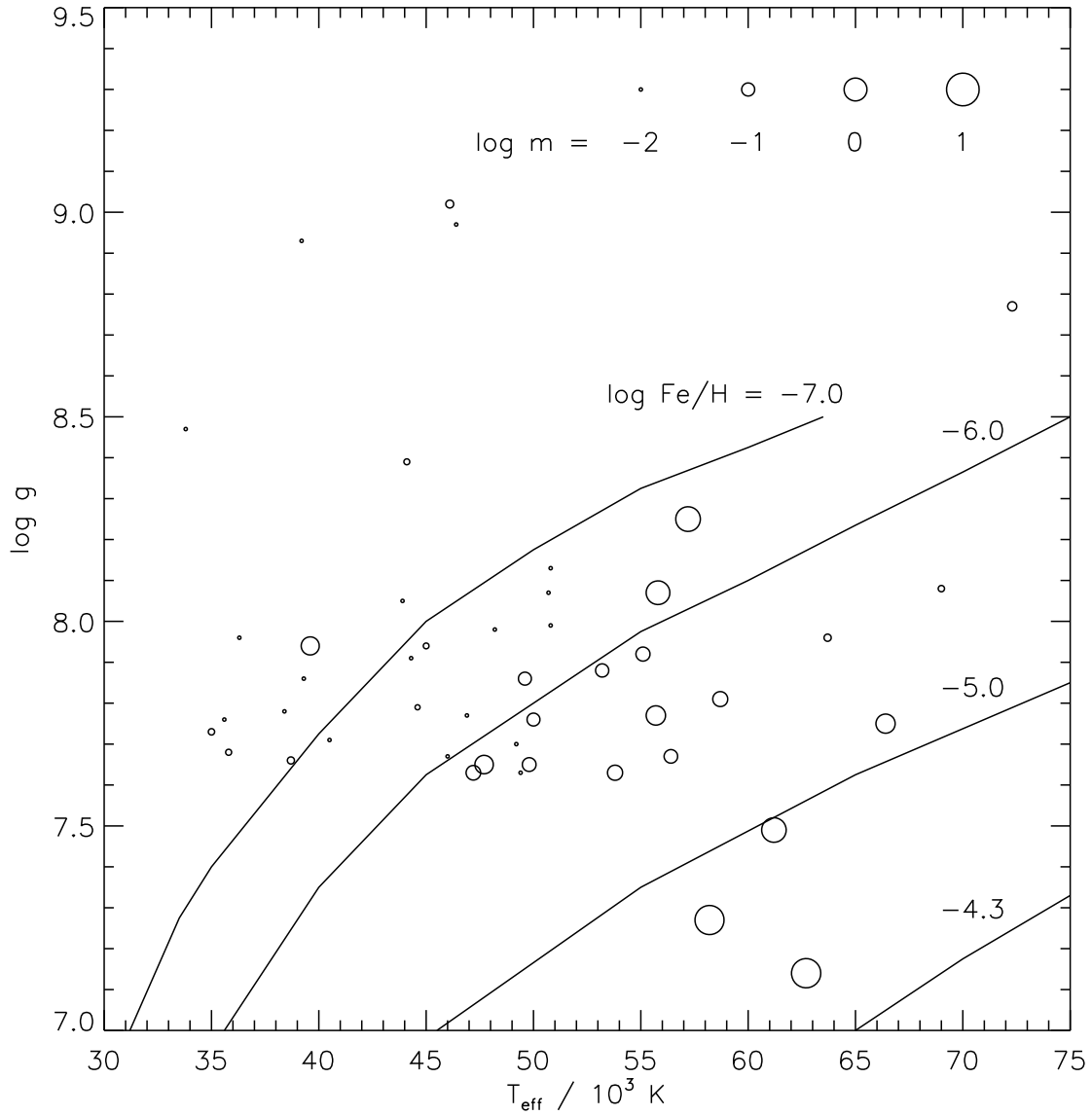


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der relativen Metallizität von der Effektivtemperatur und der Schwerebeschleunigung. Die Kreisgröße entspricht der jeweiligen Metallizität. Für $\log m \leq -2$ wurde eine einheitliche Größe verwendet. Die Konturlinien geben die vorhergesagten Eisen-Häufigkeiten nach Abb. 8 aus dem Artikel von Chayer et al. (1995b) wieder

der photosphärischen Häufigkeiten von der Schwerebeschleunigung voraus: Bei derselben Effektivtemperatur sollte die Häufigkeit mit fallendem $\log g$ zunehmen. Damit könnte die Streuung der Metallizitäten in Abb. 4.1 und 4.2 durch die Streuung von $\log g$ erklärt werden.

In Abb. 4.4 ist die Abhängigkeit der gemessenen Metallizität von Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung dargestellt. Hierbei wird die Größe der Metallizität durch die Symbolgröße angedeutet. Außerdem sind die von Chayer et al. (1995b) vorhergesagten

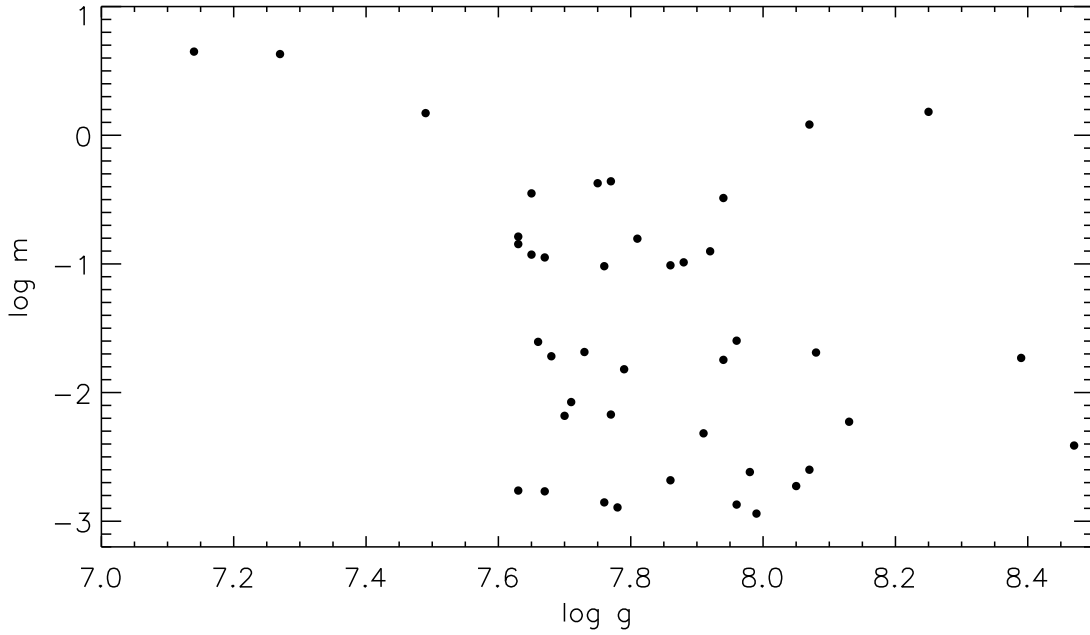


Abbildung 4.5: Abhängigkeit der relativen Metallizität von der Schwerebeschleunigung

Werte für die Eisen-Häufigkeit als Konturlinien abgebildet. Hiermit läßt sich die vorhergesagte Abhängigkeit der photosphärischen Häufigkeiten von T_{eff} und $\log g$ beschreiben. Ein direkter Vergleich der theoretischen Fe-Häufigkeit mit der Metallizität ist jedoch nicht möglich, da bei der Bestimmung der Metallizität nur Gebunden-frei-Querschnitte verwendet wurden und die große Anzahl der Linien im EUV nicht berücksichtigt wurde. Die relativen (und absoluten) Häufigkeiten der Elemente werden daher durch die Metallizität nicht korrekt bestimmt. In Kap. 5 wird jedoch gezeigt, daß die EUV-Opazität tatsächlich von Eisen dominiert wird.

Die Verteilung der Weißen Zwerge in der $(T_{\text{eff}}, \log g)$ -Ebene in Abb. 4.4 spiegelt den Entwicklungsweg von hoher Effektivtemperatur und geringer Schwerebeschleunigung zu niedrigerem T_{eff} und höherem $\log g$ wieder. Aus diesem Grund sind keine Weißen Zwerge mit $\log g < 7.5$ bei $T_{\text{eff}} < 55000$ K vorhanden. Etwa entlang dieses Entwicklungswegs sollten die photosphärischen Häufigkeiten abnehmen, wie es durch die Konturlinien für Eisen dargestellt ist, wenn radiative Beschleunigung die Ursache für die Häufigkeiten ist. In erster Näherung stimmen die in Abb. 4.4 dargestellten Beobachtungen mit dieser Vorhersage überein.

Ein weiteres Ergebnis aus Abb. 4.4 ist, daß die Streuung der Metallizitäten bei Objekten mit gleicher Effektivtemperatur nicht eindeutig unterschiedlichen Schwerebeschleunigungen zugeschrieben werden kann. So gibt es zwar im Bereich von $T_{\text{eff}} \approx 45000$ K bis 50000 K eine Tendenz für eine Abnahme der Metallizität mit $\log g$. Bei $T_{\text{eff}} \approx 55000$ K sind dagegen die beiden Weißen Zwerge mit den höchsten Metallizitäten (LB 335 und MCT 2331–4731) bei den größten $\log g$ -Werten zu finden. Ein weiteres Objekt, das aus dem allgemeinen Trend herausfällt, ist GD 394 ($T_{\text{eff}} = 39600$ K). Dieses hat für seine niedrige Effektivtemperatur und relativ hohe Schwerebeschleunigung anscheinend eine zu hohe

Metallizität.

Die Frage einer möglichen Abhängigkeit der EUV-Opazität von $\log g$ ist in bisherigen Untersuchungen verschieden beantwortet worden. Dies steht im Gegensatz zu der Temperaturabhängigkeit, wofür es, neben den hier beschriebenen ROSAT-Beobachtungen, schon bei den Einstein- und EXOSAT-Messungen Hinweise gab (Petre et al. 1986, Jordan et al. 1987, Paerels & Heise 1989). Dagegen haben Marsh et al. (1997b) keine Abhängigkeit der mit ROSAT gemessenen EUV-Opazität von $\log g$ feststellen können, während die relativen Metallizitäten in der Arbeit von Finley (1996) eine Korrelation mit abnehmender Schwerebeschleunigung aufweisen.

In Abb. 4.5 sind die Metallizitäten aus dieser Untersuchung gegenüber $\log g$ aufgetragen. Es zeigt sich hier kein Zusammenhang zwischen Metallizität und Schwerebeschleunigung. Dies ist erstaunlich, da Finley (1996) dieselbe Methode zur Bestimmung der Metallizitäten verwendet hat. Der Grund für die unterschiedlichen Ergebnisse liegt im wesentlichen an den beiden schon erwähnten Weißen Zwergen LB 335 und MCT 2331–4731: LB 335 ist in dem Ensemble von Finley nicht vorhanden und für MCT 2331–4731 wurden $T_{\text{eff}} \approx 49000 \text{ K}$ und $\log g \approx 7.6$ verwendet. Wenn man in Abb. 4.5 diese beiden Objekte, die sich oben rechts im Diagramm befinden, herausnimmt, dann ist tatsächlich eine Tendenz für einen Anstieg der Metallizität entgegengesetzt zur Schwerebeschleunigung zu erkennen, insbesondere dann, wenn man bedenkt, daß alle Objekte mit $\log m \leq -2$ praktisch reine Wasserstoff-Atmosphären haben. Sofern die hier verwendeten Werte für T_{eff} und $\log g$ (entnommen dem Artikel von Finley et al. 1997) einigermaßen korrekt sind, gibt es keine eindeutige Korrelation zwischen Metallizität und $\log g$.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die generelle Abhängigkeit der EUV-Opazität von der Effektivtemperatur, wie sie mit den ROSAT- und EUVE-Zählraten beobachtet wird, eine Bestätigung der Vorhersagen der Diffusionstheorie ist. Ebenso stimmt der allgemeine Verlauf der Metallizitäten in der $(T_{\text{eff}}, \log g)$ -Ebene mit den theoretischen Erwartungen überein. Im Detail gibt es jedoch einige Diskrepanzen mit den Vorhersagen. Die Untersuchung dieser Unstimmigkeiten und die Identifikation der Elemente, die für die EUV-Opazität wichtig sind, ist Thema des folgenden Kapitels.

Kapitel 5

Spektroskopische Beobachtungen mit EUVE

5.1 Vorbemerkungen

Aus den ROSAT-Beobachtungen von Weißen Zwergsternen des Spektraltyps DA konnten Temperaturgrenzen für die Existenz von photosphärischen Absorbern bestimmt werden (siehe Kap. 4). Die geringe Energieauflösung (siehe 3.1) verhindert jedoch die Identifikation der vorhandenen Elemente, wodurch ein detaillierter Vergleich mit den Vorhersagen der Diffusionstheorie nicht möglich ist.

Eine bessere spektrale Auflösung von etwa $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ bieten spektroskopische Beobachtungen mit dem „Extreme Ultraviolet Explorer“ (EUVE) der NASA. Es hat sich jedoch auch mit EUVE-Spektren als schwierig erwiesen, Linien von einzelnen Elementen zu identifizieren (z. B. Jordan et al. 1997). Der wesentliche Grund hierfür ist die sehr hohe Anzahl an Spektrallinien, die einige Elemente im extrem-ultravioletten Spektralbereich aufweisen. Vor allem Eisen und Nickel haben hier mehrere Millionen Linien. Für eine eindeutige Unterscheidung selbst der stärksten Linien reicht eine Auflösung von 1 \AA daher in der Regel nicht aus.

Zur Identifikation sind ultraviolette Spektren besser geeignet, da in diesem Spektralbereich die Anzahl der Linien weitaus geringer ist. Allerdings sind hierfür Beobachtungen mit einer hohen Auflösung ($\approx 0.1 \text{ \AA}$) und einem hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis notwendig. Dies ist mit einem vertretbaren Aufwand an Beobachtungszeit nur für die hellsten Weißen Zwerge möglich.

Für die Analyse der EUVE-Spektren wurde daher in dieser Arbeit folgendes Verfahren gewählt: Zuerst wurde der heiße Weiße Zwerg G 191-B2B untersucht. Dieser gehört zu den Objekten mit der höchsten Opazität im EUV- und Röntgenbereich (siehe 4.3). Er ist außerdem einer der wenigen Weißen Zwerge, die mit dem „Goddard High Resolution Spectrograph“ (GHRS) des Weltraumteleskops Hubble (HST) beobachtet wurden. Diese Spektren erlauben eine genauere Bestimmung von Elementhäufigkeiten als es mit dem „International Ultraviolet Explorer“ (IUE) möglich war. Die Häufigkeiten aus den ultravioletten Spektren wurden anschließend verwendet, um das EUVE-Spektrum von G 191-B2B zu analysieren. Außerdem dienten sie als Ausgangspunkt für die Untersuchung der EUVE-Beobachtungen von anderen DA Weißen Zwerge.

Neben der Analyse von Elementhäufigkeiten und der Reproduktion der EUVE-Spektren soll bei G 191-B2B auch die Frage der Temperaturbestimmung untersucht werden. Aufgrund der Absorption im EUV wird der Kontinuumsfluß bei längeren Wellenlängen gegenüber einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre vergrößert (siehe Abb. 1.2) und der Temperaturgradient innerhalb der Atmosphäre wird steiler („blanketing“-Effekt). Entsprechend werden die zur T_{eff} -Bestimmung verwendeten Profile der Balmerlinien verändert. Eine Analyse mit einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre ergibt dann eine Temperatur, die höher als die tatsächliche Effektivtemperatur ist. Für die Temperaturbestimmung aus den Balmerlinien müssen daher die Absorptionslinien und -kanten im EUV berücksichtigt werden. Ziel der Analyse von G 191-B2B ist die konsistente Beschreibung aller Beobachtungen mit einem einzigen Modell.

5.2 Analysemethoden

Zum Vergleich von Modellspektren mit den EUVE-Beobachtungen wurden die Modelle mit der scheinbaren visuellen Helligkeit skaliert (siehe 2.3, Gl. 2.20). Anschließend wurde die Absorption durch interstellaren Wasserstoff und Helium mit Hilfe des Modells von Rumph et al. (1994, siehe 2.3) berechnet.

Als Maß für die Übereinstimmung zwischen dem synthetischen und dem beobachteten Spektrum kann der χ^2 -Wert verwendet werden (Gl. 4.4). Allerdings können bei den Objekten mit metallreichen Atmosphären viele Details der Beobachtungen häufig nicht reproduziert werden, was zu sehr hohen χ^2 -Werten führt. Es ist daher besser, nur den allgemeinen Verlauf der Spektren zu berücksichtigen, und diesen „mit dem Auge“ anzupassen. Außerdem würde eine vollständige χ^2 -Analyse eine hohe Anzahl an Modellrechnungen erfordern, was bei Atmosphären mit Metallen sehr rechenzeitintensiv ist.

Für die interstellaren Säulendichten von H I ($N(\text{H I})$), He I ($N(\text{He I})$) und He II ($N(\text{He II})$) konnten in einigen Fällen Literaturwerte verwendet werden. Andernfalls wurden die Säulendichten aus den EUVE-Spektren bestimmt. Dies ist möglich, da bei einigen Objekten die interstellaren Helium-Linien und -Kanten bei 504 Å (He I), 228 Å (He II) oder 206 Å (He I) beobachtet werden können. Dann ist eine unabhängige Bestimmung der drei Säulendichten möglich. Wenn keine interstellaren Helium-Merkmale in einem Spektrum vorhanden sind, wurden Mittelwerte von $\text{He I/H I} = 0.068$ und $\text{He II/H I} = 0.052$ (siehe 6.2) verwendet und nur die H I-Säulendichte angepaßt. Eine detailliertere Analyse der interstellaren Absorption wird in Kapitel 6 vorgestellt.

Die HST/GHRS-Spektren von G 191-B2B dienten zur Bestimmung von Elementhäufigkeiten. Hierzu wurden für vorgegebenes T_{eff} und $\log g$ Spektren mit verschiedenen Häufigkeiten berechnet. Die Modellspektren wurden so skaliert, daß das Kontinuum neben der betreffenden Linie in Beobachtung und Modell übereinstimmt. Außerdem wurden die synthetischen Spektren mit der Auflösung der Beobachtung (0.1 Å) gefaltet.

Die Effektivtemperatur von G 191-B2B läßt sich durch eine Anpassung von synthetischen Spektren an die beobachteten Wasserstofflinien H_β , H_γ und H_δ bestimmen. Wie bei den ultravioletten Spektren wurde das Modell gefaltet (3.5 Å Auflösung) und im Kontinuum neben den Linien an die Beobachtung skaliert. Für ein Gitter an Modellspektren mit den Parametern T_{eff} und $\log g$ wurden die χ^2 -Werte berechnet und mit der Levenberg-Marquardt-Methode (Press et al. 1992, S. 678ff) das Minimum gesucht.

5.3 Analyse von G 191-B2B

5.3.1 Chemische Zusammensetzung der Atmosphäre

Die vollständige Bestimmung der photosphärischen Parameter des Weißen Zwergsterns G 191-B2B erfordert die Analyse verschiedener Spektralbereiche (siehe 5.1), wobei sich wechselseitige Abhängigkeiten ergeben: Die Effektivtemperatur und die Schwerebeschleunigung können am besten aus den Balmer-Linien abgeleitet werden, es muß jedoch der „blanketing“-Effekt durch die Absorption im extremen Ultraviolett berücksichtigt werden. Hierzu ist die Kenntnis der Elementhäufigkeiten notwendig, zu deren Bestimmung wiederum T_{eff} und $\log g$ wichtig sind.

Im einzelnen wurden für die Analyse von G 191-B2B folgende Beobachtungen verwendet:

- Drei optische Spektren, aufgenommen mit dem 2.2m-Spiegel des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums, siehe 3.3
- Ultraviolette Spektren, aufgenommen mit dem „Goddard High Resolution Spectrograph“ (GHRs) und dem „Space Telescope Imaging Spectrograph“ (STIS) des „Hubble Space Telescopes“ (HST), siehe 3.3
- Beobachtungen mit dem Extreme Ultraviolet Explorer (EUVE) mit einer Belichtungszeit von ca. 100000 Sekunden, siehe 3.2 und Tab. A.2

Diese Spektren wurden folgendermaßen analysiert: Zuerst wurden aus den Balmer-Linien Startwerte für T_{eff} und $\log g$ mit einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre bestimmt. Diese Werte dienten zur Ableitung von Elementhäufigkeiten aus den Absorptionslinien im GHRs-Spektrum. Mit den Häufigkeiten wurden anschließend synthetische Spektren für den EUV-Bereich berechnet, womit überprüft werden konnte, ob die ultraviolett bestimmten Häufigkeiten die Absorption im extremen Ultraviolett reproduzieren können. Außerdem konnte eine zweite Temperaturabschätzung gewonnen werden. Mit den Elementhäufigkeiten konnten anschließend nochmal T_{eff} und $\log g$ aus den Balmer-Linien bestimmt werden, wobei die EUV-Absorption nun berücksichtigt wurde. Das Ziel dieses Prozesses war, mit der Effektivtemperatur aus dem Optischen und den Elementhäufigkeiten aus dem Ultravioletten das extrem-ultraviolette Spektrum zu reproduzieren.

Die Anpassung einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre an die Linien H_β , H_γ und H_δ ergibt als Mittelwert aus den drei individuellen Spektren $T_{\text{eff}} = 60800 \text{ K}$ und $\log g = 7.59$. In Abb. 5.1 sind die synthetischen und beobachteten Linien miteinander verglichen.

In den GHRs-Spektren von G 191-B2B lassen sich photosphärische Linien von N V, Si IV, Fe V und Ni V identifizieren (siehe 3.3). Für die erste Analyse dieser Linien wurde eine Modellatmosphäre aus reinem Wasserstoff benutzt. Nur zur Berechnung des Modellspektrums wurden weitere Elemente berücksichtigt. Mit $T_{\text{eff}} = 60800 \text{ K}$ und $\log g = 7.59$ ergeben sich $\text{N/H} = 4 \cdot 10^{-6}$, $\text{Si/H} = 6 \cdot 10^{-7}$, $\text{Fe/H} = 4 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni/H} = 1 \cdot 10^{-6}$.

Neben diesen Elementen konnten einige weitere Metalle in UV-Spektren von G 191-B2B identifiziert werden. Um eine möglichst genaue Beschreibung der EUV-Opazität zu erhalten, wurden die wichtigsten dieser Elemente (Kohlenstoff und Sauerstoff) ebenfalls für die Berechnung der EUV-Spektren verwendet.

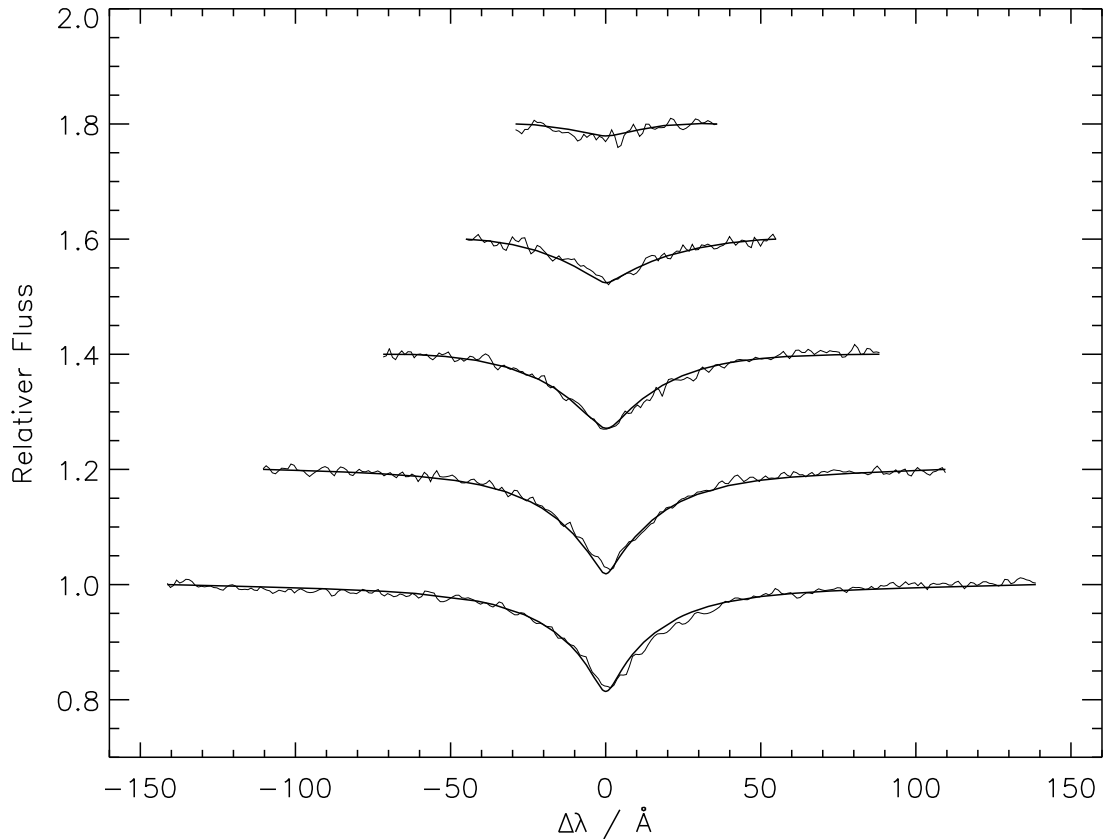


Abbildung 5.1: Vergleich der Balmer-Linien H_β – H_ζ (von unten nach oben) mit einem Modellspektrum von $T_{\text{eff}} = 60880 \text{ K}$ und $\log g = 7.59$

Die Kohlenstoffhäufigkeit ergibt sich aus den Äquivalentbreiten der CIV-Linien bei 1548 \AA bzw. 1550 \AA (192 m\AA bzw. 151 m\AA , Bruhweiler & Kondo 1981) zu $C/H = 1 \cdot 10^{-6}$. Die Sauerstoffhäufigkeit wurde von Vennes et al. (1996b) und Lanz et al. (1996) aus IUE-Spektren abgeschätzt: $O/H \approx 1 \cdot 10^{-6}$. Es zeigte sich jedoch später, daß beide Elemente – ebenso wie Stickstoff und Silizium – nur einen geringen Beitrag zur Opazität im EUV-Bereich leisten.

Mit diesen Häufigkeiten wurden Modellspektren für den EUV-Bereich berechnet, wobei für die Bestimmung der Atmosphärenstruktur das „line-blanketing“ der Metalle berücksichtigt wurde. Um die Analyse zu vereinfachen wurden vorerst die von Dupuis et al. (1995) aus EUVE-Spektren bestimmten Werte für die interstellare Absorption verwendet: $N(\text{H I}) = 2.07 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ und $\text{He I}/\text{H I} = 0.072$. In Abb. 5.2 befindet sich ein Vergleich zwischen dem Modellspektrum und der Beobachtung.

Es zeigt sich, daß der Modellfluß mit $T_{\text{eff}} = 60800 \text{ K}$ deutlich größer als die Beobachtung ist. Eine bessere Übereinstimmung läßt sich erreichen, wenn die Effektivtemperatur auf 56000 K verringert wird. Der Unterschied in der Temperatur im Vergleich zur Analyse der Balmerlinien ist eine Folge des „blanketing“-Effekts, der bei der visuellen Analyse nicht berücksichtigt wurde. Auf die Temperaturbestimmung wird in Abschnitt 5.3.2 näher

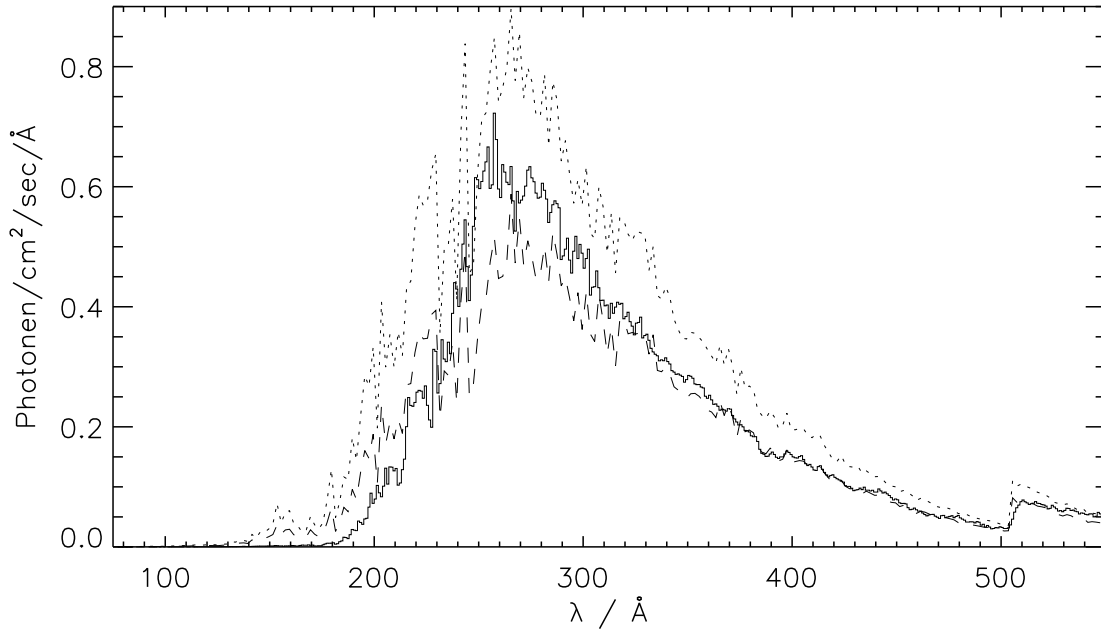


Abbildung 5.2: Beobachtetes EUVE-Spektrum von G 191-B2B (durchgezogene Linie) im Vergleich mit Atmosphären mit $N/H = 4 \cdot 10^{-6}$, $Si/H = 6 \cdot 10^{-7}$, $Fe/H = 4 \cdot 10^{-6}$ und $Ni/H = 1 \cdot 10^{-6}$. Gepunktet: $T_{\text{eff}} = 60800 \text{ K}$. Gestrichelt: $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$. Für die interstellare Absorption wurden $N(\text{H I}) = 2.07 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ und $\text{He I/H I} = 0.072$ angenommen

eingegangen. Für die weitere Bestimmung der Elementhäufigkeiten wurde die Effektivtemperatur aus der Analyse des EUVE-Spektrums (56000 K) verwendet.

Im nächsten Schritt wurden die HST-Spektren nochmal untersucht, wobei für die Berechnung der Atmosphärenstruktur die Elementhäufigkeiten aus der vorherigen Analyse benutzt wurden. Die Effektivtemperatur wurde auf 56000 K festgesetzt. Nur für die Berechnung der Spektren wurden die Häufigkeiten variiert, während die Atmosphärenstruktur beibehalten wurde. Die hiermit erzielten Häufigkeiten sind in Tab. 5.1 angegeben. Abbildungen der beobachteten und synthetischen Spektren befinden sich in den Abb. 5.3 und 5.4. Im Anhang C sind außerdem neben der besten Lösung die Fehlerbereiche in den Spektren dargestellt.

Die neuen Häufigkeiten stimmen weitgehend mit der ersten Analyse überein. Eine erneute Berechnung der Atmosphärenstruktur mit der Metall-Mischung von Tab. 5.1 ergab keine wesentlichen Änderungen für die Häufigkeiten, so daß die neuen Werte als die endgültigen Ergebnisse angesehen werden können.

In Tab. 5.1 sind außerdem die Vorhersagen der Diffusionstheorie (Chayer et al. 1995b) und die Beobachtungsergebnisse von Lanz et al. (1996) angegeben. Ein Vergleich mit den Vorhersagen zeigt, daß die Resultate für Kohlenstoff, Stickstoff und Eisen gut übereinstimmen. Für Nickel liegen keine genauen Vorhersagen vor, da für dieses Element keine Gebunden-frei-Querschnitte aus dem Opacity Project vorliegen. Die Rechnungen von Chayer et al. (1994) lassen jedoch in etwa gleiche Häufigkeiten von Eisen und Nickel erwarten, während der solare Wert von Nickel um einen Faktor 20 niedriger als Eisen ist.

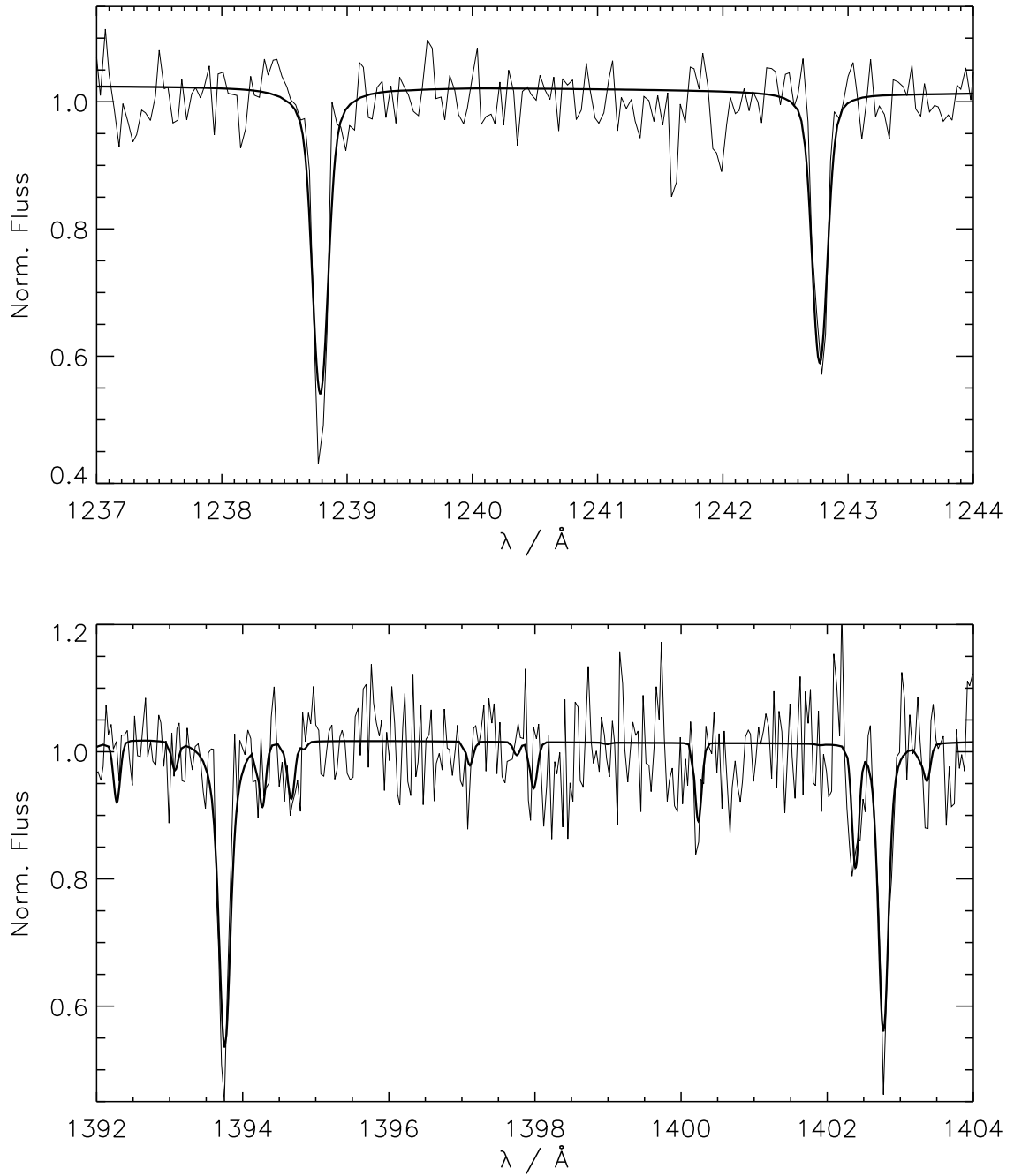


Abbildung 5.3: Anpassung der beobachteten NV-Linien (oben) und Si IV-Linien (unten) durch ein Modell (dicke Linie) mit $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$, $\log g = 7.6$, $N/H = 4 \cdot 10^{-6}$ und $\text{Si}/H = 1 \cdot 10^{-6}$. In der unteren Abbildung sind neben den beiden Si IV-Linien auch einige schwache Fe V-Linien zu sehen

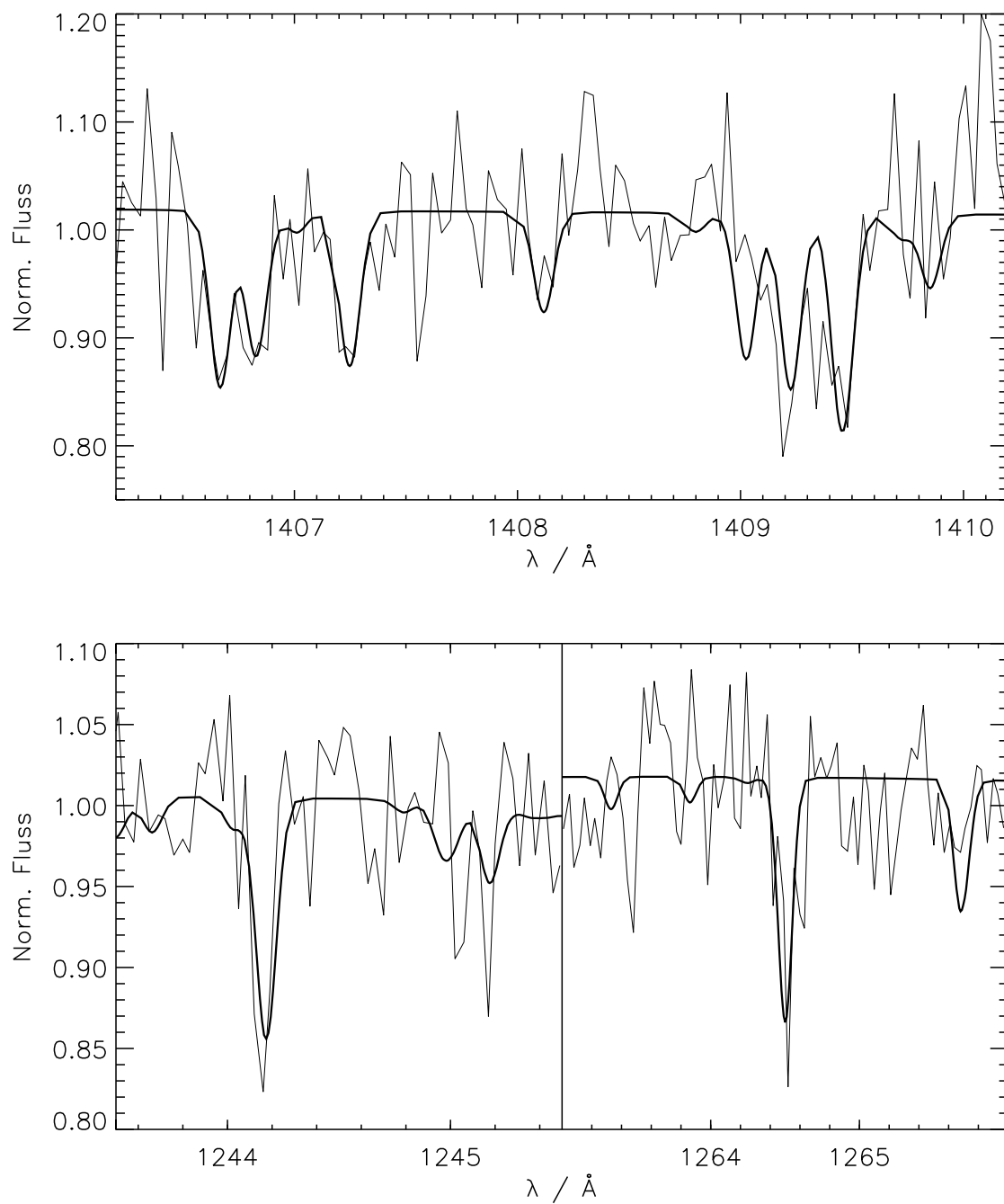


Abbildung 5.4: Anpassung der beobachteten Fe V-Linien (oben) und Ni IV-Linien (unten) durch ein Modell (dicke Linie) mit $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$, $\log g = 7.6$, $\text{Fe/H} = 5 \cdot 10^{-6}$ und $\text{Ni/H} = 1 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.1: Photosphärische Metallhäufigkeiten in G 191-B2B bestimmt aus UV-Beobachtungen verglichen mit den Vorhersagen der Diffusionstheorie und den Beobachtungsergebnissen von Lanz et al. (1996). Die theoretischen Werten stammen aus Chayer et al. (1995b) für eine Atmosphäre mit $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$ und $\log g = 7.5$, wobei die Effekte einer vorgegebenen Mischung an schweren Elementen auf die Atmosphärenstruktur berücksichtigt wurden. Lanz et al. (1996) haben für ihre Analyse von IUE-Spektren NLTE-Modellatmosphären verwendet

Element	Bester Wert	Untere Grenze	Obere Grenze	Vorhersage	Lanz96
C/H	$2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$
N/H	$4 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-7}$
O/H				$4 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$
Si/H	$1 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-7}$
Fe/H	$5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Ni/H	$1 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$		$2 \cdot 10^{-6}$

Die Beobachtungen erlauben den Schluß, daß die relative Häufigkeit von Nickel zu Eisen erhöht ist. Dies ist ein Hinweis auf das Wirken von radiativem Auftrieb.

Dagegen ist die beobachtete Silizium-Häufigkeit deutlich höher als die Vorhersage. Dieser Effekt wird auch bei anderen DA Weißen Zwergen mit ähnlich hohen Temperaturen wie G 191-B2B beobachtet (vgl. Chayer et al. 1995a, Holberg et al. 1997). Dies deutet darauf hin, daß die Mechanismen, die für das Vorhandensein von Silizium in der Atmosphäre verantwortlich sind, noch nicht verstanden sind.

Lanz et al. (1996) haben die Elementhäufigkeiten von G 191-B2B mit Hilfe von IUE-Spektren und NLTE-Atmosphären bestimmt. Für die beiden wichtigsten Elemente (Eisen und Nickel) stimmen die Ergebnisse mit der hier präsentierten Analyse innerhalb der Fehlergrenzen überein. Deutliche Abweichungen gibt es für Stickstoff und Silizium. Bei diesen beiden Elementen sind die Werte von Lanz et al. um Faktoren 20 bzw. 3 niedriger. Aber auch diese niedrige Silizium-Häufigkeit ist noch um einen Faktor 10 höher als die Vorhersage der Diffusionstheorie. Über die Gründe für die unterschiedlichen Ergebnisse bei Stickstoff und Silizium kann nicht viel gesagt werden, da Lanz et al. die Anpassung der Modelle an die beobachteten Spektren nicht abbilden. Als mögliche Ursachen kommt neben Unterschieden zwischen LTE- und NLTE-Atmosphären auch die Verwendung unterschiedlicher Spektren in Frage. So ist z. B. die von Holberg et al. (1994) mit IUE bestimmte Eisen-Häufigkeit von G 191-B2B um einen Faktor zehn größer als die von Vidal-Madjar et al. (1994) aus den GHRS-Spektren bestimmte. Der niedrige Wert für die Stickstoff-Häufigkeit steht auch im Widerspruch zu anderen Häufigkeitsbestimmungen (z.B. Vennes et al. 1991, $\text{N/H} = 3 \cdot 10^{-6}$), die allerdings mit LTE-Modellen und reinen Wasserstoff-Atmosphären durchgeführt wurden.

Mit den Häufigkeiten aus Tab. 5.1 läßt sich das EUVE-Spektrum ebenfalls am besten bei 56000 K reproduzieren (siehe Abb. 5.5). Der allgemeine Verlauf der Beobachtung wird gut wiedergegeben, vor allem wenn berücksichtigt wird, daß als einziger freier Parameter

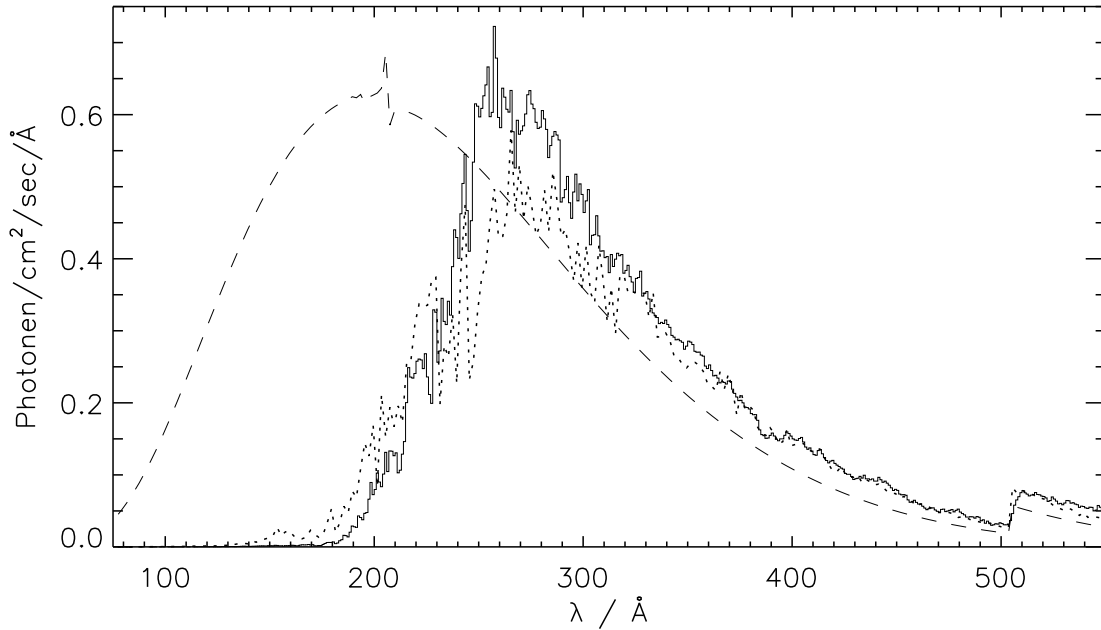


Abbildung 5.5: Beobachtetes EUVE-Spektrum von G 191-B2B (durchgezogene Linie) im Vergleich mit einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre (gestrichelt) und einer Atmosphäre mit den Metallhäufigkeiten aus der UV-Analyse (gepunktet). Beide Modelle haben $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$ und $\log g = 7.60$, für die interstellare Absorption wurden $N(\text{H I}) = 2.07 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ und $\text{He I/H I} = 0.072$ angenommen. Die Linie bei 206 \AA , die im Spektrum der reinen Wasserstoff-Atmosphäre sichtbar ist, wird durch die Autoionisation des interstellaren He I hervorgerufen

die Effektivtemperatur variiert wurde. Der Modellfluß ist jedoch nahe des Maximums bei 250 \AA bis 290 \AA zu niedrig, während bei $\lambda \leq 230 \text{ \AA}$ die Opazität im Modell zu gering ist.

In Abb. 5.5 ist zum Vergleich auch ein Modellspektrum einer reinen Wasserstoffatmosphäre mit $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$ dargestellt. Es ist deutlich die Absorption durch die Metall-Linien und -Kanten bei $\lambda < 250 \text{ \AA}$ zu sehen. Während das Spektrum der reinen Wasserstoff-Atmosphäre sein Maximum bei etwa 200 \AA erreicht, ist dort der Fluß in der Beobachtung schon auf weniger als ein Fünftel des Maximalwerts abgefallen. Bei kleineren Wellenlängen ist der beobachtete Fluß gleich null während das Wasserstoff-Modell erst bei $\lambda < 75 \text{ \AA}$ null wird. Außerdem illustriert die Abbildung den „blanketing“-Effekt durch die Absorption im EUV: Oberhalb von etwa 250 \AA ist der Fluß in der Beobachtung und im Metall-Modell größer als bei dem Modell mit einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre.

In Abb. 5.6 werden die Beiträge der einzelnen Elemente zur EUV-Opazität verdeutlicht. Der überwiegende Teil der Absorption bei $\lambda < 250 \text{ \AA}$ wird durch Eisen verursacht. Kleinere Beiträge kommen von Nickel. Die Einflüsse der anderen Elemente auf die Form des Spektrums sind vernachlässigbar. Es gibt nur einige starke Linien von N IV und O IV sowie schwache Linien von C IV und Kanten von N III/N IV und O III/O IV. Die wichtigsten Ionisationsstufen von Eisen und Nickel sind Fe V und Ni V. Fe VI und Ni VI werden erst bei $\lambda < 170 \text{ \AA}$ wichtig.

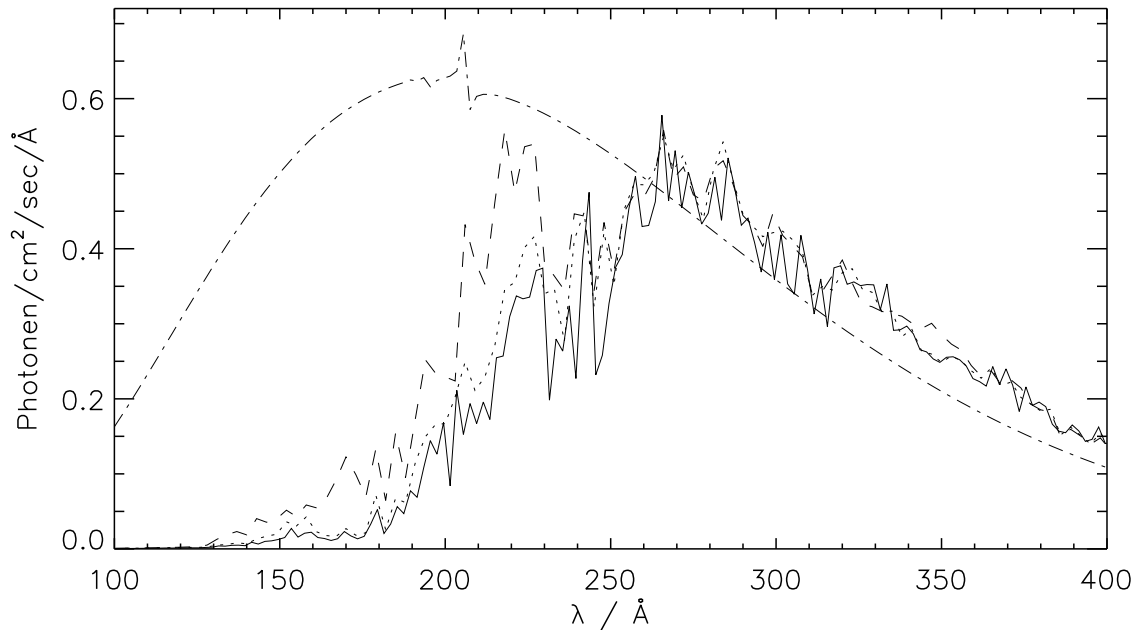


Abbildung 5.6: Einfluß von Eisen und Nickel im EUV. Strich-punktiert: reine Wasserstoffatmosphäre. Gestrichelt: Atmosphäre mit $\text{Fe}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-6}$. Punktiert: $\text{Fe}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-6}$ und $\text{Ni}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$. Durchgezogen: Häufigkeiten wie in Abb. 5.5. Alle Modelle haben $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$ und $\log g = 7.60$. Wie in Abb. 5.5 wurden die synthetischen Spektren mit der visuelle Helligkeit von G 191-B2B skaliert. Für die interstellare Absorption wurden $N(\text{HI}) = 2.07 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ und $\text{HeI}/\text{HI} = 0.072$ verwendet

Eine Möglichkeit zur Verbesserung der Reproduktion des EUVE-Spektrums besteht darin, den Fehlerbereich für die Elementhäufigkeiten auszunutzen. In Abb. 5.7 ist ein Modellspektrum dargestellt, bei dem die Häufigkeiten auf die unteren Grenzen aus Tab. 5.1 gesetzt wurden. Dies bewirkt eine bessere Übereinstimmung im Bereich des Flußmaximums. Allerdings wird nun das Problem des zu hohen Flusses bei kleinen Wellenlängen verschärft.

Für dieses Problems gibt es mehrere Erklärungsmöglichkeiten: weitere, bisher nicht berücksichtigte Absorber, unvollständige Atomdaten, NLTE-Effekte oder eine chemische Schichtung der Elemente. Auf die beiden letzten Möglichkeiten wird in den Abschnitten 5.3.3 und 5.3.4 näher eingegangen.

In bezug auf das Vorhandensein von zusätzlichen Absorbern fällt zuerst auf, daß der Flußüberschuß erst unterhalb der HeII-Absorptionskante bei 228 Å auftritt. Dies legt die Vermutung nahe, daß Helium einen wesentlichen Beitrag zur Opazität in diesem Wellenlängenbereich liefern könnte. In Abb. 5.7 ist das Ergebnis mit einer interstellaren HeII-Häufigkeit von $\text{HeII}/\text{HI} = 0.2$ dargestellt. Dieser Wert führt zu einem verbesserten Ergebnis. Allerdings läßt sich wegen der λ^3 -Abhängigkeit der Gebunden-frei-Opazität bei kurzen Wellenlängen keine Änderung feststellen. Eine weitere Erhöhung der HeII-Häufigkeit ist nicht möglich, da sonst die Absorption an der Kante zu stark wird.

Ein ähnliches Ergebnis läßt sich mit photosphärischem Helium erzielen. Dann ist eine

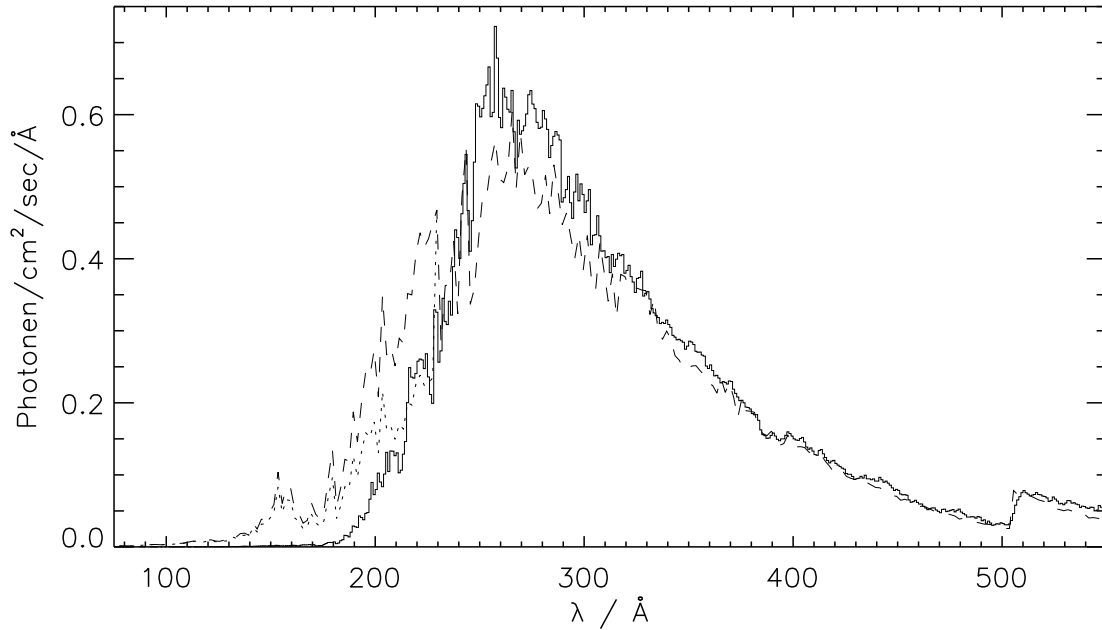


Abbildung 5.7: Einfluß des interstellaren HeII. Gezeigt ist ein Spektrum mit $\text{HeII}/\text{HI} = 0.0$ (gestrichelt) und mit $\text{HeII}/\text{HI} = 0.2$ (gepunktet) im Vergleich mit dem beobachteten EUVE-Spektrum. Die photosphärischen Häufigkeiten betragen $\text{C}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{N}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $\text{O}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-7}$, $\text{Si}/\text{H} = 6 \cdot 10^{-7}$, $\text{Fe}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$ und $\text{Ni}/\text{H} = 8 \cdot 10^{-7}$. Alle weiteren Parameter sind wie in Abb. 5.5 gewählt

Häufigkeit von $\text{He}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-5}$ nötig, um eine mit $\text{HeII}/\text{HI} = 0.2$ vergleichbare HeII-Kante zu erzielen. Diese Häufigkeit ist auch in etwa die obere Grenze, die sich aus der Nicht-Detektion der HeII-Linien bei 303 und 256 Å und der Helium-Linien im UV und im Optischen ergibt. Für interstellares Helium gibt es eine darartige Grenze nicht, da diese Linien wegen der fehlenden Stoßdämpfung nur sehr schmal sind und bei der Auflösung der EUVE-Spektrometer nicht beobachtbar sind. Die Vorhersagen aus der Diffusionstheorie sind mit $\text{He}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$ (Vennes et al. 1988) und $4 \cdot 10^{-6}$ (Tab. 2.1) 5- bis 12.5-mal niedriger als die im EUV benötigten Werte.

Diese Ergebnisse sind keine Beweise für die Existenz ionisierten interstellaren oder photosphärischen Heliums, da keine einzelnen Linien identifiziert werden können. Die angegebenen Werte für HeII/HI und He/H sind daher als obere Grenzen anzusehen.

Mit den bisher betrachteten Elementen (He, C, N, O, Si, Fe, Ni) läßt sich die Opazität bei $\lambda < 230$ Å nicht durch höhere Häufigkeiten vergrößern, ohne daß die Absorptionslinien bei längeren Wellenlängen im EUVE-Spektrum zu stark werden. Höhere Opazitäten sind daher nur durch weitere Absorber möglich.

Zwei potentielle Kandidaten sind Phosphor und Schwefel. Beide Elemente wurden von Vennes et al. (1996b) im fernen Ultraviolett in Spektren, die mit dem ORFEUS-Satelliten aufgenommen wurden, entdeckt. Die Autoren bestimmten als Häufigkeiten $\text{P}/\text{H} = 2.5 \cdot 10^{-8}$ und $\text{S}/\text{H} = 3.2 \cdot 10^{-7}$. Für beide Werte sind im EUV keinerlei Einflüsse bemerkbar. Die Häufigkeiten müßten auf mehr als $3 \cdot 10^{-5}$ erhöht werden, damit diese Elemente bei

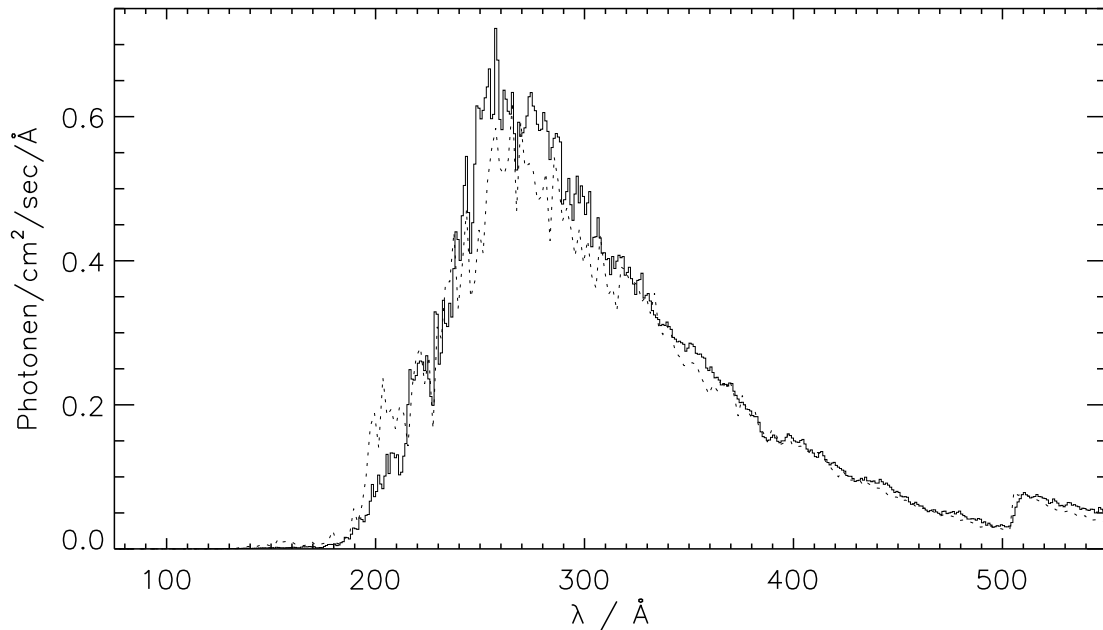


Abbildung 5.8: Einfluß von Neon: Abgebildet ist ein Modellspektrum mit denselben Parametern wie in Abb. 5.7 ($\text{HeII}/\text{HI} = 0.15$), jedoch zusätzlich mit $\text{Ne}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$

$\lambda < 230 \text{ \AA}$ wesentlich zur Opazität beitragen können. Dies steht jedoch nicht nur im Widerspruch zu den Ergebnissen aus dem fernen Ultraviolett. Es wären dann auch schon im EUV bei $\lambda > 250 \text{ \AA}$ einzelne Linien sichtbar.

Neben den bereits betrachteten Elementen wurden bisher keine weiteren in den Spektren von G 191-B2B nachgewiesen. Im folgenden werden daher einige weitere Elemente mit relativ hohen kosmischen Häufigkeiten auf ihren möglichen Beitrag zur Opazität im EUV untersucht. Dazu sind von Neon, Natrium, Magnesium, Aluminium, Argon und Kalzium für die einzelnen Ionisationsstufen die Wirkungsquerschnitte bei typischen Atmosphärenbedingungen berechnet worden. Hieraus ergibt sich, daß Neon, Natrium und Magnesium gute Kandidaten sind, da diese Elemente Absorptionskanten von Ne III, Na III und Mg III bei etwa 200, 180 und 150 \AA aufweisen. Die Linien bei größeren Wellenlängen werden erst bei sehr hohen Häufigkeiten sichtbar.

Der vielversprechendste Kandidat unter den betrachteten Elementen ist Neon. Bei einer Häufigkeit von $\text{Ne}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$ wird der Fluß unterhalb von 200 \AA fast vollständig absorbiert, ohne daß bei größeren Wellenlängen starke Linien sichtbar wären. Auch im ultravioletten und im visuellen Spektralbereich sind keine beobachtbaren Linien zu erwarten. Abb. 5.8 zeigt ein Spektrum mit $\text{Ne}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$. Die anderen Häufigkeiten entsprechen den unteren Grenzen aus Tab. 5.1. Es zeigt sich, daß nur noch in einem kleinen Bereich der Modellfluß zu hoch ist. Neon kann also einen erheblichen Anteil zur gesuchten Opazität beitragen. Mit dieser Analyse ist allerdings nicht gezeigt, daß Neon in der Atmosphäre von G 191-B2B tatsächlich vorhanden ist, da keine einzelnen Neon-Linien nachgewiesen werden können. Die von Chayer et al. (1995b) vorhergesagte Häufigkeit von $\text{Ne}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$ ist außerdem niedriger als der für den EUV-Bereich benötigte Wert. Ähnliche Ergebnisse

Tabelle 5.2: Obere Grenzen für photosphärische Absorber aus dem EUVE-Spektrum von G 191-B2B. Zum Vergleich sind auch die Vorhersagen von Chayer et al. (1995b) angegeben

	Ne/H	Na/H	Mg/H	Al/H	Ar/H	Ca/H
EUVE	$\leq 1 \cdot 10^{-5}$	$\leq 1 \cdot 10^{-5}$	$\leq 1 \cdot 10^{-5}$	$\leq 1 \cdot 10^{-4}$	$\leq 1 \cdot 10^{-5}$	$\leq 3 \cdot 10^{-8}$
Vorhersage	$1 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-9}$	0	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$

lassen sich auch mit Natrium und Magnesium erzielen, wobei jedoch wegen der kleineren Wellenlängen der Kanten die Reproduktion der Beobachtung insgesamt schlechter ist.

Für die anderen Elemente kann ausgeschlossen werden, daß sie wichtige Beiträge zur EUV-Opazität leisten. Bei Aluminium liegt die Al III-Kante erst bei 100 Å und es existieren sonst keine Kanten oder Linien im relevanten Wellenlängenbereich. Dagegen besitzt Argon einige Kanten und Linien im EUV. Damit die Linien oberhalb von 250 Å nicht zu stark werden, darf die Häufigkeit nicht mehr als $\text{Ar/H} = 1 \cdot 10^{-5}$ betragen. Dann ist der Beitrag zur Opazität bei kleineren Wellenlängen aber nur gering. Kalzium wiederum hat starke Absorptionslinien von Ca V um 330 Å. Aus diesen Linien ergibt sich eine obere Grenze von $\text{Ca/H} = 1 \cdot 10^{-8}$, bei der aber kein Beitrag zur Opazität unterhalb von 230 Å geleistet wird. In Tab. 5.2 sind obere Grenzen für die hier betrachteten Elemente zusammengestellt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Möglichkeit für weitere Absorber in G 191-B2B besteht, diese aber nicht zwingend nachgewiesen werden können. Hierbei ist auch zu beachten, daß die Atomdaten im extremen Ultraviolett teilweise ungenau sind. Pradhan (1996) wies darauf hin, daß die ersten Ergebnisse der verbesserten Opazitätsrechnungen des Iron Projects (Bautista et al. 1996) deutliche Unterschiede für Fe V im Vergleich mit den Rechnungen vom Opacity Project zeigen. Für Nickel, dem zweitwichtigsten Element im EUV, sind die Unsicherheiten sogar noch größer, da hierfür keine detaillierten Rechnungen vorliegen und wasserstoffähnliche Wirkungsquerschnitte für die Gebunden-frei-Querschnitte verwendet werden müssen.

5.3.2 Effektivtemperatur aus LTE-Modellatmosphären

Bei der Bestimmung der Elementhäufigkeiten wurde der Wert für die Effektivtemperatur verwendet, der aus dem EUVE-Spektrum abgeleitet werden konnte. Dies ist möglich, weil der Spektralbereich bei $\lambda > 300$ Å den Temperaturbereich einschränkt. Wie aus Abb. 5.5 ersichtlich, wird der Fluß vor allem bei $\lambda < 250$ Å stark absorbiert, während im Bereich oberhalb von 300 Å nur wenige Absorptionsmerkmale zu finden sind. Wenn die angenommenen Metallhäufigkeiten die Absorption bei $\lambda < 250$ Å weitgehend wiedergeben, so liegt durch den „blanketing“-Effekt das Flußniveau im langwelligen Bereich fest. Durch Anpassung des Modellspektrums an diesen Bereich kann die Temperatur bestimmt werden. Dieses Resultat hängt nur wenig von der tatsächlichen Metallmischung ab, sofern die Häufigkeiten innerhalb der Fehlergrenzen aus der UV-Analyse bleiben.

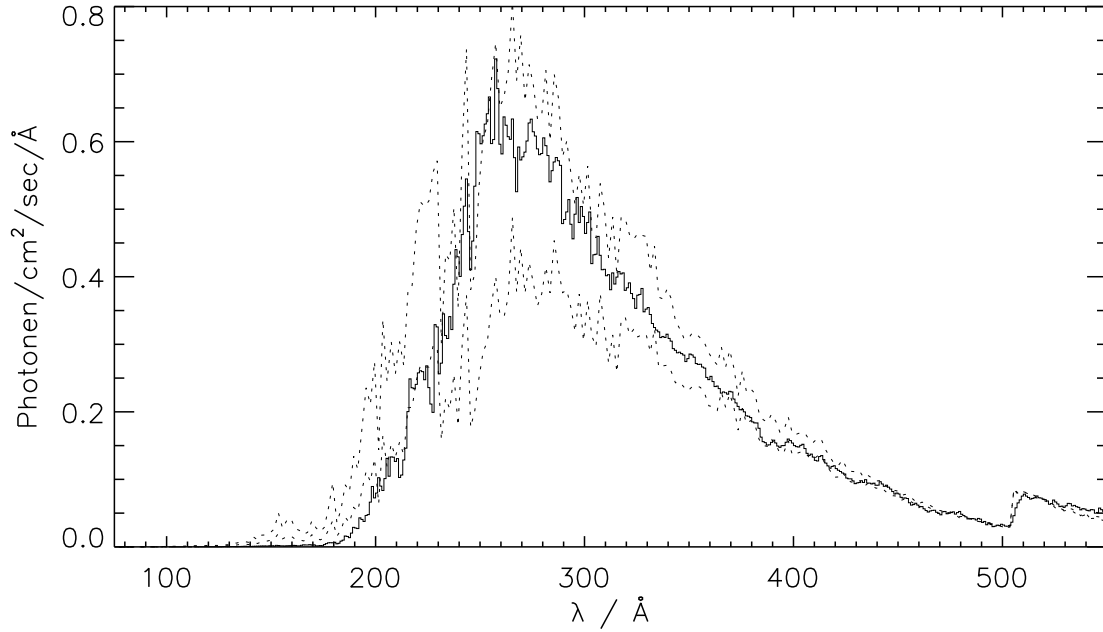


Abbildung 5.9: Temperaturgrenzen aus dem EUVE-Spektrum von G 191-B2B. Oben: $T_{\text{eff}} = 60000 \text{ K}$, $N(\text{H I}) = 2.23 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.067$. Unten: $T_{\text{eff}} = 54000 \text{ K}$, $N(\text{H I}) = 1.93 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.074$. Bei beiden Spektren wurden die Elementhäufigkeiten aus Tab. 5.1 verwendet

Bei der bisherigen Analyse wurden für die interstellaren H I- und He I-Säulendichte die Werte von Dupuis et al. (1995) verwendet. Zu deren Bestimmung diente das EUVE-Spektrum, wobei das Gebiet um die He I-Kante bei 504 Å benutzt wurde. Während hierüber $N(\text{He I})$ sehr genau bestimmt werden kann, ist es nicht möglich, $N(\text{H I})$ unabhängig von der Effektivtemperatur zu bestimmen. Es ist jedoch möglich, aus der Steigung und der Form des Spektrum bei $\lambda > 300 \text{ Å}$ sowohl T_{eff} als auch $N(\text{H I})$ abzuleiten, da die Absorption durch Wasserstoff bei langen Wellenlängen am größten ist und der Einfluß der Temperatur eher bei kleinen Wellenlängen dominiert. Eine Bestimmung dieser beiden Parameter aus dem EUVE-Spektrum ergibt als Lösung für die Temperatur $T_{\text{eff}} = 56000^{+4000}_{-2000} \text{ K}$. In Abb. 5.9 sind die Fehlergrenzen verdeutlicht.

Das Ergebnis aus dem EUVE-Spektrum ist niedriger als das Resultat aus der Analyse der Balmer-Linien mit reinen Wasserstoff-Atmosphären ($T_{\text{eff}} = 60800 \text{ K}$). Hierin zeigt sich die Auswirkung des „blanketing“-Effekts durch die Absorption im EUV auf die Temperaturbestimmung. Es ist daher notwendig, bei der Analyse der Balmer-Linien die geänderte Atmosphärenstruktur durch das Vorhandensein von Metallen zu berücksichtigen.

Mit den Häufigkeiten aus Tab. 5.1 ergeben sich aus den drei einzelnen optischen Spektren Werte von $T_{\text{eff}} = 50276 \pm 142 \text{ K}$, $50054 \pm 156 \text{ K}$ und $50960 \pm 167 \text{ K}$ sowie $\log g = 7.616 \pm 0.017$, 7.489 ± 0.019 und 7.585 ± 0.021 . Die Mittelwerte betragen $T_{\text{eff}} = 50400 \text{ K}$ und $\log g = 7.56$. Damit ist diese Effektivtemperatur um 10000 K niedriger als der Wert aus reinen Wasserstoffatmosphären und über 5000 K niedriger als das EUVE-Ergebnis. Zur Verdeutlichung dieser Unterschiede sind in Abb. 5.10 die beobachte-

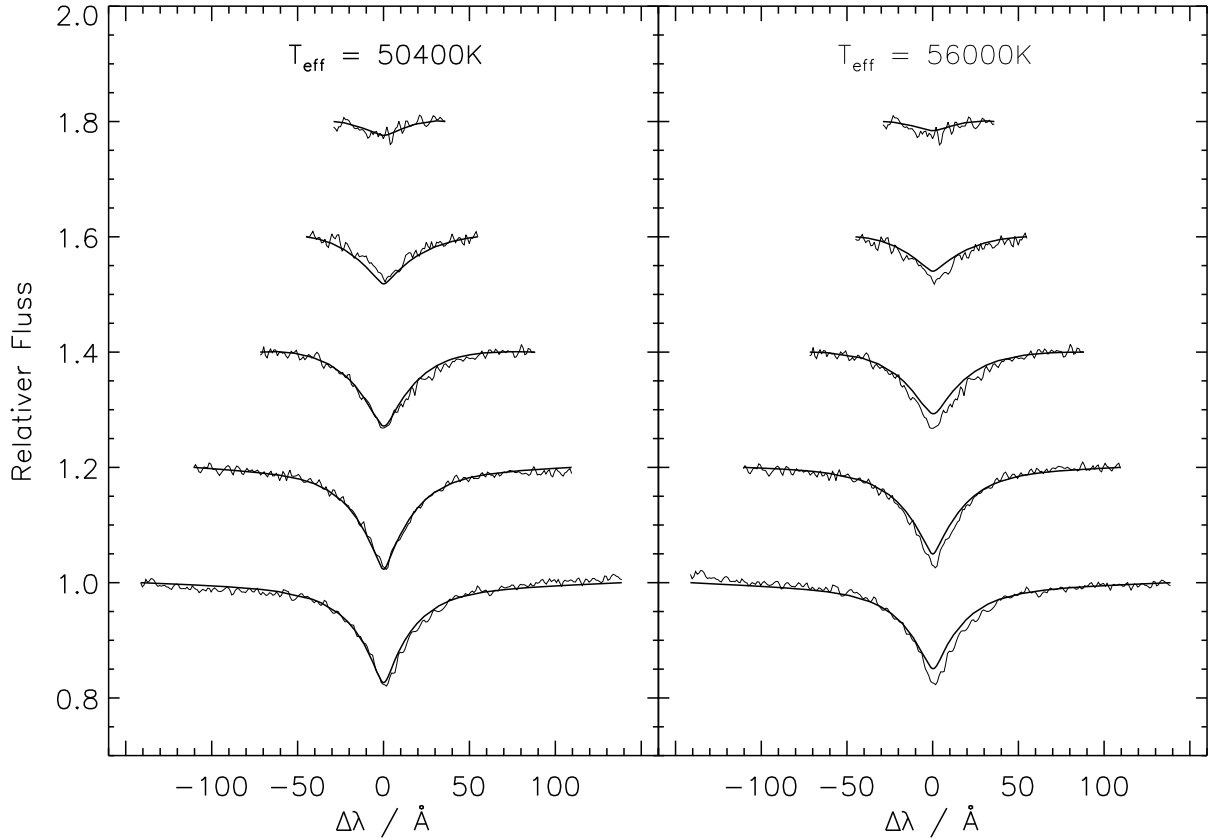


Abbildung 5.10: Vergleich der Balmer-Linien H_β – H_ζ (von unten nach oben) mit Modellspektren für $T_{\text{eff}} = 50400 \text{ K}$ und $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$. Beide Modelle haben die Metallhäufigkeiten von Tab 5.1

ten Balmer-Linien mit den besten Modellen aus dem Optischen und dem EUV verglichen. Es ist deutlich zu sehen, daß das Modell mit Metallen bei $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$ die Beobachtung nicht reproduzieren kann.

Die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen aus den visuellen und extrem-ultravioletten Spektren wird nur unwesentlich geringer, wenn für die Elementhäufigkeiten die unteren Grenzen aus Tab. 5.1 verwendet werden. In diesem Fall ergibt sich aus den Balmer-Linien $T_{\text{eff}} = 51000 \text{ K}$. Um die optische Temperatur in die Nähe des EUV-Werts zu bringen, muß die Eisen-Häufigkeit auf etwa $\text{Fe}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-7}$ verringert werden. Dies ergibt $T_{\text{eff}} \approx 54000 \text{ K}$. Diese Häufigkeit stehen aber im Widerspruch zu den UV-Beobachtungen und kann auch nicht die Absorption im EUV reproduzieren.

Ebenso führt eine Analyse der HST-Spektren mit der Effektivtemperatur von 50400 K zu keinem besseren Ergebnis. Durch die niedrigere Temperatur wird z. B. bei Eisen das Verhältnis von Fe V zu Fe IV zu Gunsten von Fe IV verändert, was durch eine höhere Häufigkeit ausgeglichen werden muß. Dies verstärkt jedoch den „blanketing“-Effekt im EUV, was letztendlich zu einer noch niedrigeren Effektivtemperatur aus der Analyse der Balmer-Linien führt.

Durch das EUVE-Spektrum ist die Effektivtemperatur ziemlich genau auf 56000 K

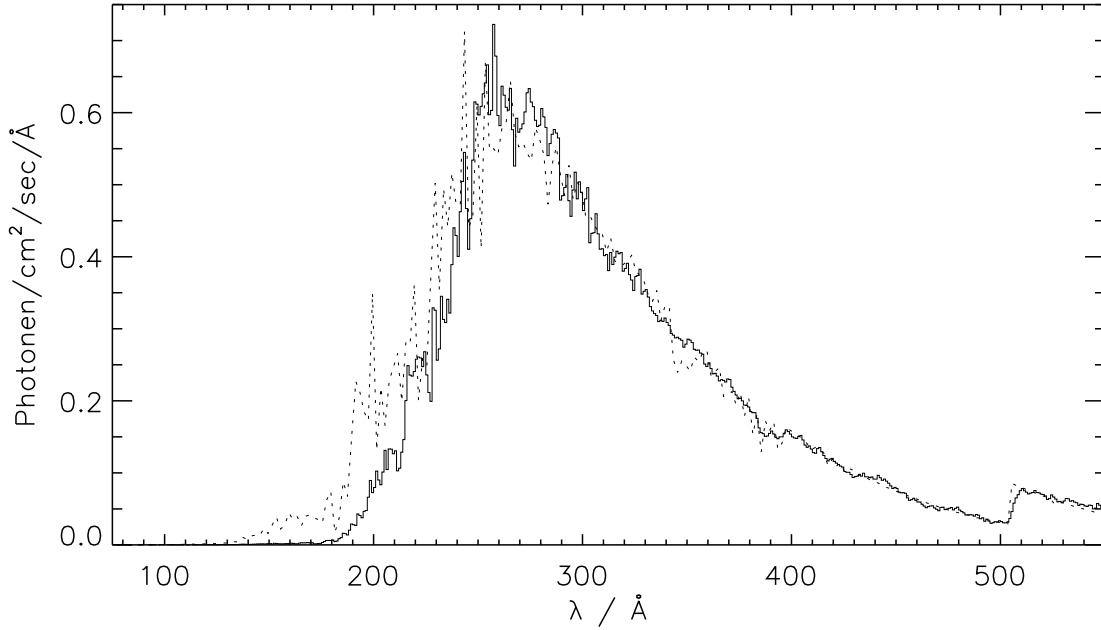


Abbildung 5.11: Vergleich des EUVE-Spektrums von G 191-B2B mit einem NLTE-Modell mit $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$, $\log g = 7.6$, und den Häufigkeiten aus Tab. 5.1. Die interstellaren Häufigkeiten sind $N(\text{H I}) = 1.94 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.074$ und $\text{He II}/\text{H I} = 0.2$

festgelegt. Außerdem erfordert die Reproduktion dieses Spektrums Metallhäufigkeiten, die zu Temperaturen aus der Balmer-Analyse führen, die nicht mit dem EUV-Ergebnis übereinstimmen. Im Rahmen der hier behandelten LTE-Modellatmosphären läßt sich diese Diskrepanz nicht erklären.

5.3.3 NLTE-Modellatmosphären

In Abschnitt 5.3.1 wurden mehrere modellbedingte Unsicherheiten der Analyse aufgezählt. Nun wird untersucht, welche Änderungen sich durch die Verwendung von NLTE-Modellatmosphären ergeben.

Als erster Schritt wurde ein NLTE-Modell mit den Elementhäufigkeiten aus der LTE-Analyse der GHR-Spektren (Tab. 5.1) berechnet. Mit diesem NLTE-Spektrum ergibt sich ebenfalls eine gute Anpassung bei $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$ (Abb. 5.11). Im Bereich des Flußmaximums bei 250–290 Å ist die Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung besser als mit LTE-Atmosphären bei denselben Häufigkeiten. Bei kleineren Wellenlängen ist der synthetische Fluß ähnlich wie bei den LTE-Modellen etwas zu hoch. Hier verbessert eine interstellare He II-Häufigkeit von $\text{He II}/\text{H I} = 0.2$ die Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung. Bei den NLTE-Atmosphären ist es außerdem möglich, die Eisenhäufigkeit auf $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$ zu erhöhen, wodurch die Opazität bei kleinen Wellenlängen größer wird (Abb. 5.12). Dies ist mit LTE-Atmosphären nicht möglich, da dann die Absorption im Bereich des Flußmaximums bei 250 Å zu stark wird.

In Abb. 5.13 befindet sich ein Vergleich zwischen einem LTE- und einem NLTE-

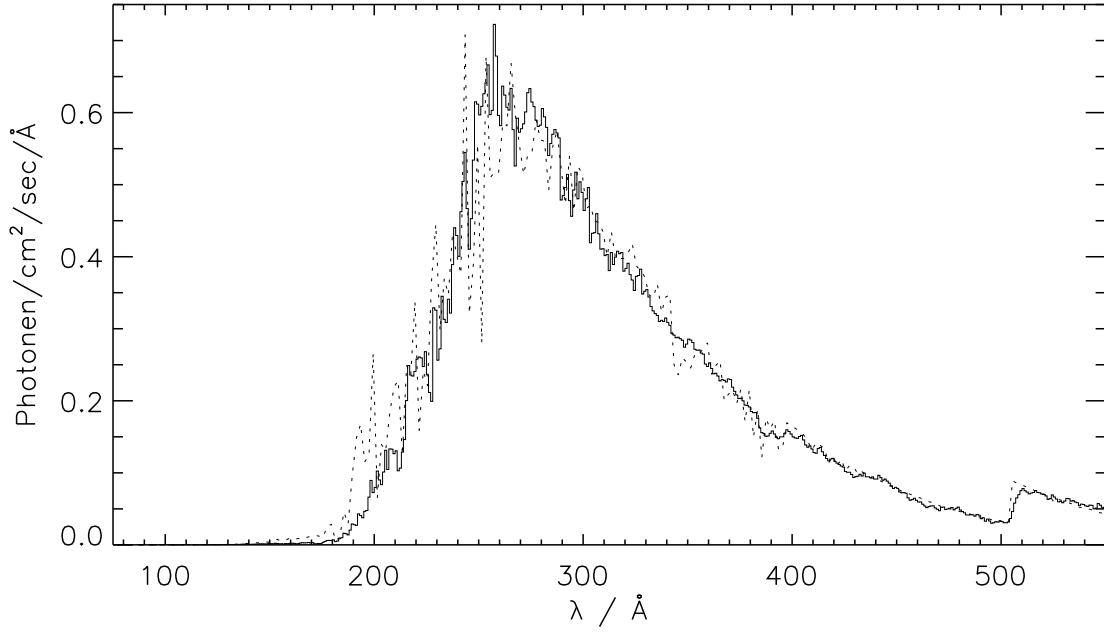


Abbildung 5.12: Wie Abb. 5.1, jedoch mit $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$

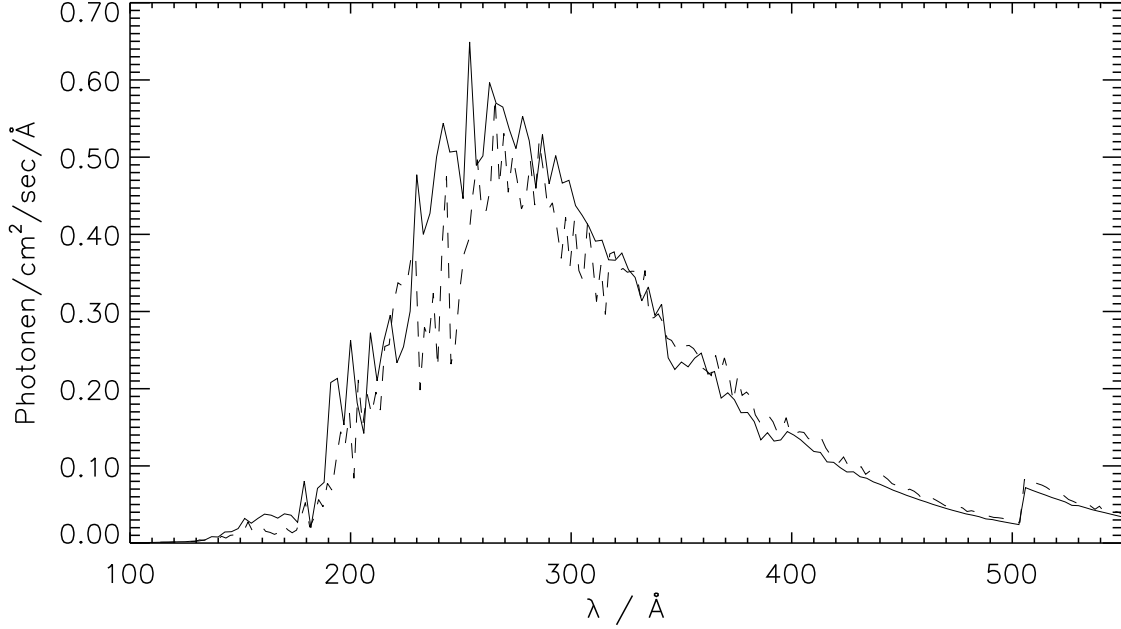


Abbildung 5.13: Vergleich eines LTE-Modellspektrums (gestrichelt) mit einem NLTE-Modell. Beide Modelle haben $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$, $\log g = 7.60$ und die Metallhäufigkeiten von Tab. 5.1. Für die interstellare Absorption wurden $N(\text{H I}) = 2.07 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.072$ und $\text{He II}/\text{H I} = 0.2$ verwendet. Die Modelle wurden mit der visuellen Helligkeit skaliert

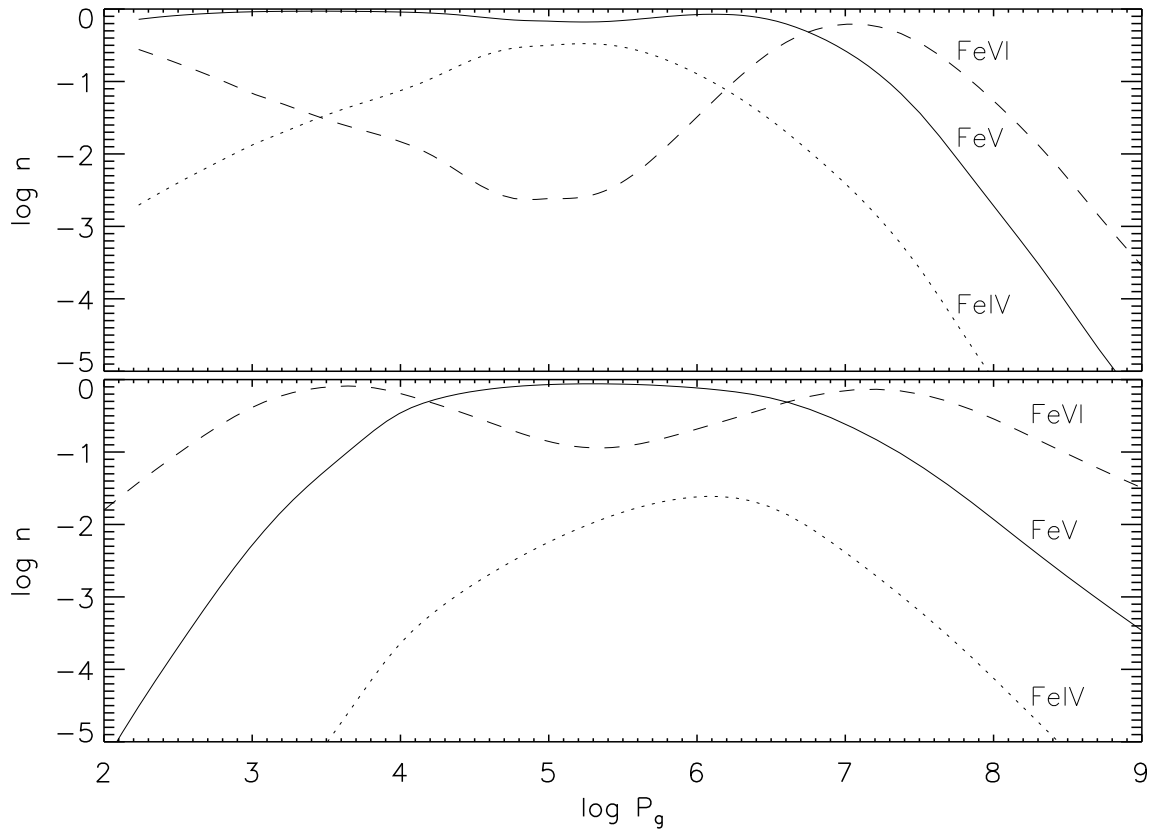


Abbildung 5.14: Ionisationsgleichgewicht von Eisen bei $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$ und $\log g = 7.6$ für die Metallhäufigkeiten aus Tab. 5.1. Dargestellt ist der relative Anteil n der Ionisationsstufen FeIV (gepunktet), FeV (durchgezogen) und FeVI (gestrichelt) gegenüber dem Gasdruck P_g für eine LTE-Atmosphäre (oben) und eine NLTE-Atmosphäre (unten)

Spektrum mit $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$ und den Häufigkeiten aus Tab. 5.1. Um auch einen Vergleich mit der Beobachtung zu ermöglichen, wurden beide Spektren mit der visuellen Helligkeit skaliert, und es wurde die interstellare Absorption berücksichtigt. In dieser Abbildung wird der niedrigere Fluß im LTE-Modell bei Wellenlängen unterhalb von 320 \AA deutlich.

Dieser Unterschied läßt sich durch eine Änderung des Ionisationsgleichgewichts beim NLTE-Modell erklären. In Abb. 5.14 sind die relativen Häufigkeiten der Eisen-Ionen in der äußeren Atmosphäre dargestellt. Im NLTE-Modell ist Fe IV, dessen Linien und Kanten um 250 \AA wichtig sind, weitaus weniger häufig als im LTE-Modell. Deswegen ist die Absorption durch Fe IV im NLTE-Spektrum hier geringer, und es kann die Eisen-Häufigkeit erhöht werden, ohne daß der Fluß im Maximum zu stark absorbiert wird.

Zur Überprüfung der NLTE-Effekte im ultravioletten Spektralbereich wurden die Eisen-Linien auch mit NLTE-Modellatmosphären analysiert. Die Untersuchung auf NLTE-Effekte wurde auf Eisen beschränkt, weil dieses Element das wichtigste im EUV-Bereich ist. Das Ergebnis ist eine Häufigkeit von $\text{Fe}/\text{H} = (2_{-1}^{+3}) \cdot 10^{-6}$ (Abb. 5.15).

Das Resultat aus dem UV ist niedriger als die Häufigkeit von $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$, die für eine optimale Anpassung des EUVE-Spektrums benötigt wird. Hier zeigt sich, daß, wie im LTE-Fall, bei $\lambda < 230 \text{ \AA}$ ein Bedarf an weiterer Opazität besteht.

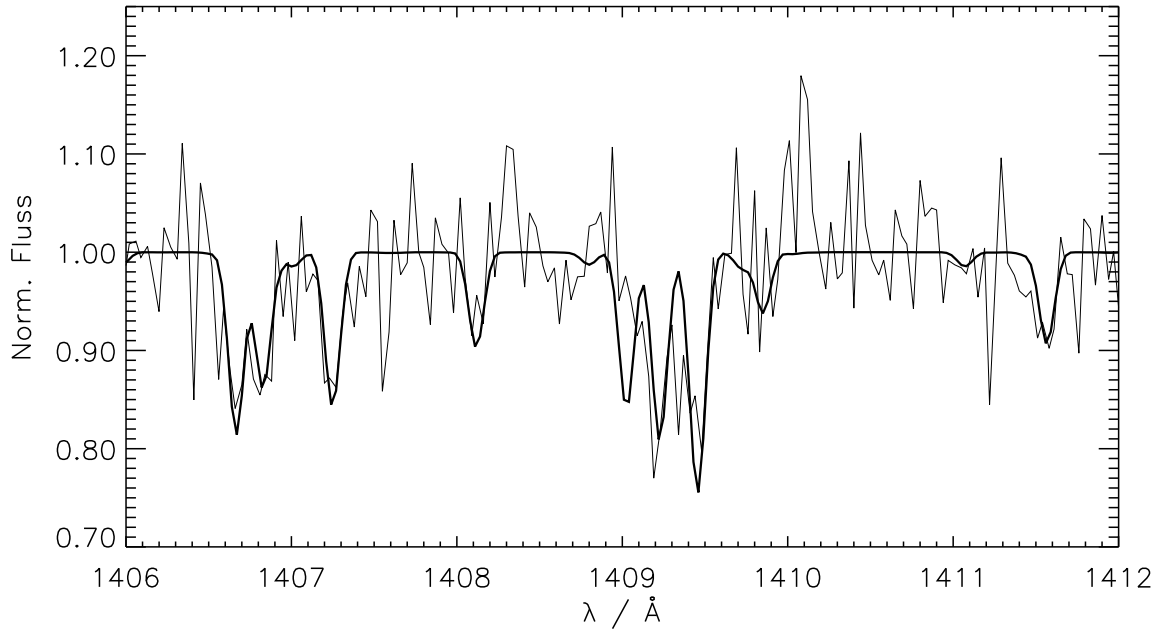


Abbildung 5.15: Anpassung der Fe V-Linien mit einem NLTE-Modell für $\text{Fe}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$

Die Änderung des Ionisationsgleichgewichts von Eisen hat außerdem eine weitere Auswirkung auf den ultravioletten Spektralbereich. Mit den LTE-Modellen werden starke Fe IV-Linien vorhergesagt, die jedoch in der Beobachtung nicht auftreten. Diese Linien verschwinden, wenn eine NLTE-Modellatmosphären verwendet wird.

Der letzte Schritt in der NLTE-Analyse war die Bestimmung der Effektivtemperatur aus den Balmer-Linien. Hierzu wurde eine Eisen-Häufigkeit von $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$ verwendet, damit die Opazität im EUV besser reproduziert wird. Die anderen Elementhäufigkeiten stammen aus Tab. 5.1. Aus den drei Einzel-Spektren ergeben sich folgende Werte: $T_{\text{eff}} = 53553 \pm 158 \text{ K}$, $54343 \pm 202 \text{ K}$ und $54629 \pm 215 \text{ K}$ sowie $\log g = 7.496 \pm 0.013$, 7.406 ± 0.015 und 7.478 ± 0.016 . Die Mittelwerte sind $T_{\text{eff}} = 54200 \text{ K}$ und $\log g = 7.46$. In Abb. 5.16 ist die Anpassung an die Beobachtung dargestellt.

Die neuen T_{eff} -Werte sind nur etwas niedriger als das Ergebnis aus dem extrem-ultravioletten Spektrum. Unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen besteht nun keine Diskrepanz mehr zwischen den Ergebnissen aus den EUV- und den visuellen Spektren.

Ein ähnlicher Unterschied zwischen LTE und NLTE wurde von Napiwotzki (1997) für Atmosphären aus Wasserstoff und Helium beschrieben. Mit LTE-Modellatmosphären ist die Absorption im EUV bei einer Häufigkeit von $\text{He}/\text{H} = 10^{-4}$ stärker als mit NLTE-Modellen, da das Ionisationsverhältnis im NLTE zu Gunsten von He III verschoben ist. Eine Analyse von beobachteten Balmer-Linien ergibt daher mit LTE-Atmosphären und $\text{He}/\text{H} = 10^{-4}$ eine niedrigere Effektivtemperatur als eine Untersuchung mit NLTE-Modellen oder mit LTE-Modellen ohne Helium. Bei G 191-B2B könnte die Absorption durch Fe IV im EUV-Maximum, die im NLTE nicht auftritt, eine Ursache für den stärkeren „blanketing“-Effekt bei den LTE-Modellen sein.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß eine Lösung für das EUVE-Spektrum von G 191-

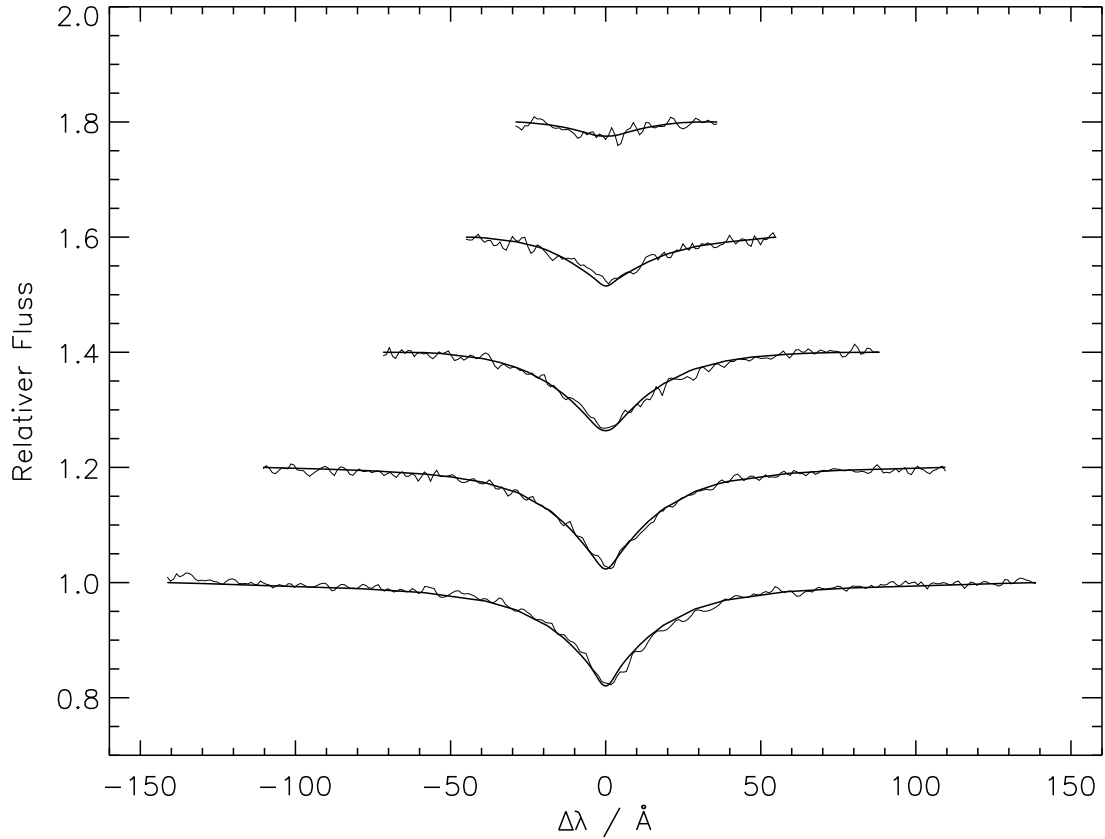


Abbildung 5.16: Vergleich der Balmer-Linien H_β – H_ζ (von unten nach oben) mit einem NLTE-Modellspektrum für $T_{\text{eff}} = 54200$ K und $\log g = 7.46$

B2B sowohl mit LTE- als auch mit NLTE-Atmosphären gefunden wurde. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Häufigkeiten aus der Analyse der GHRS-Beobachtungen und im Fall der NLTE-Modelle auch mit der Temperaturbestimmung aus den Balmer-Linien.

5.3.4 Selbstkonsistente Diffusionsrechnungen

Eine wesentliche Annahme bei den bisherigen Rechnungen ist, daß die Spurenelemente gleichmäßig in der Photosphäre verteilt sind. Für jedes Element genügt dann die Angabe einer einzelnen, homogenen Häufigkeit. Das Zusammenwirken von Gravitation und Strahlungsbeschleunigung läßt dagegen eher eine ungleichförmige Verteilung erwarten (siehe 2.2.1 und 2.2.2). In diesem Sinn waren die bisherigen Analysen der beobachteten Spektren und die Vorhersagen aus der Diffusionstheorie nur Näherungen. Bei den Modellrechnungen zur Diffusion wurde außerdem bisher die Flußverteilung fest vorgegeben und die Rückwirkung der Spurenelemente auf den Fluß nicht selbstkonsistent berücksichtigt.

In diesem Abschnitt wird untersucht, welche Änderungen sich bei der Analyse von G 191-B2B ergeben, wenn die synthetischen Spektren mit selbstkonsistenten Diffusionsmodellen (siehe 2.2.2) berechnet werden. Die einzigen freien Parameter sind hierbei E_f

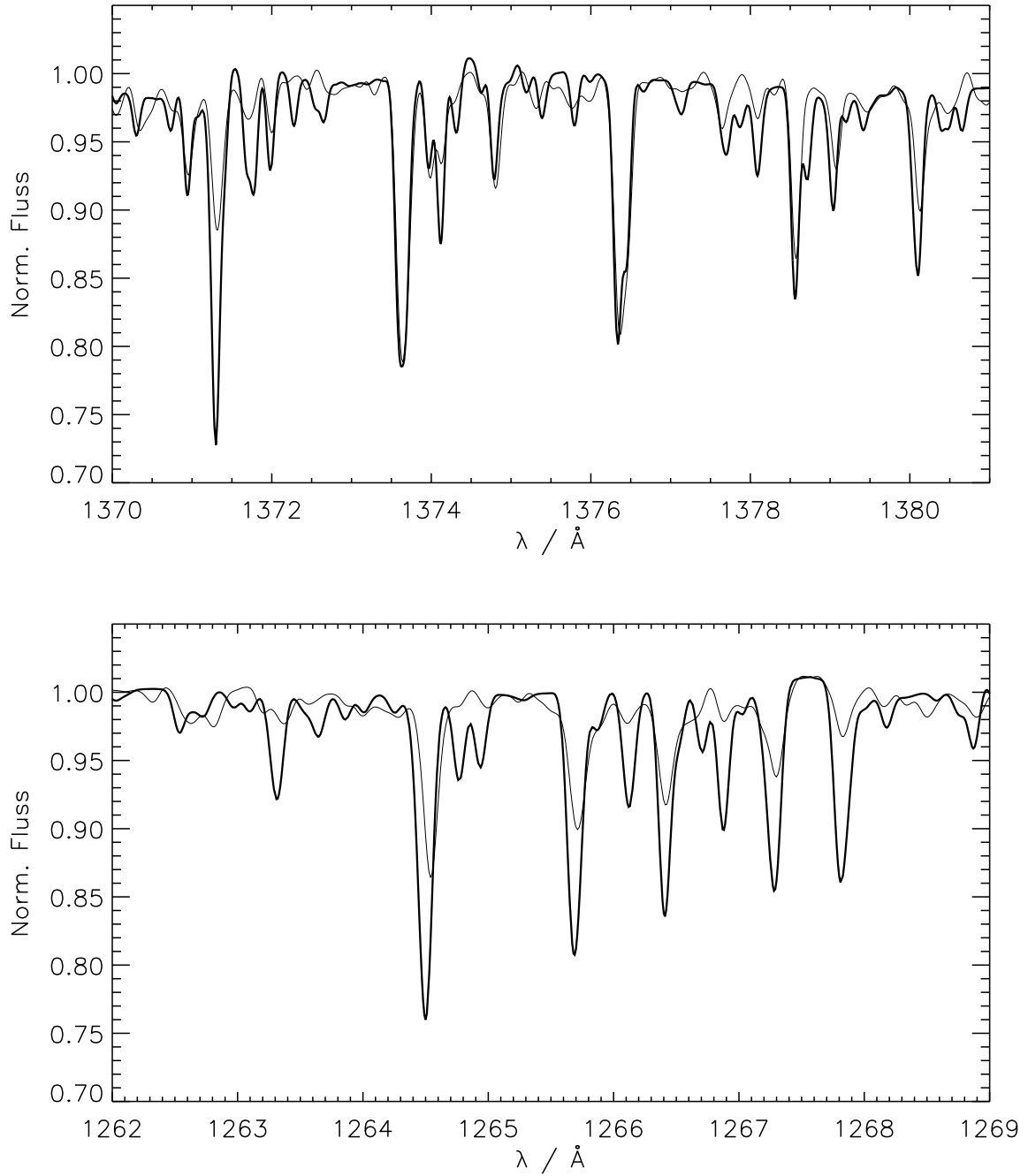


Abbildung 5.17: Vergleich der beobachteten Fe V-Linien (oben) und Ni V-Linien (unten) mit dem selbstkonsistenten Diffusionsmodell (dicke Linien) für G 191-B2B

fektivtemperatur und Schwerebeschleunigung: Werden diese festgelegt, so ergibt sich eine eindeutige Vorhersage für die Elementverteilung und für das Aussehen des Spektrums.

Zur Berechnung der Modellspektren wurden für T_{eff} und $\log g$ die Werte aus der vorherigen Analyse verwendet ($T_{\text{eff}} = 56000$ K, $\log g = 7.60$), die unter Berücksichtigung der EUV-Opazität bestimmt wurden. In Abb. 5.17 sind die Modelle mit den photosphärischen

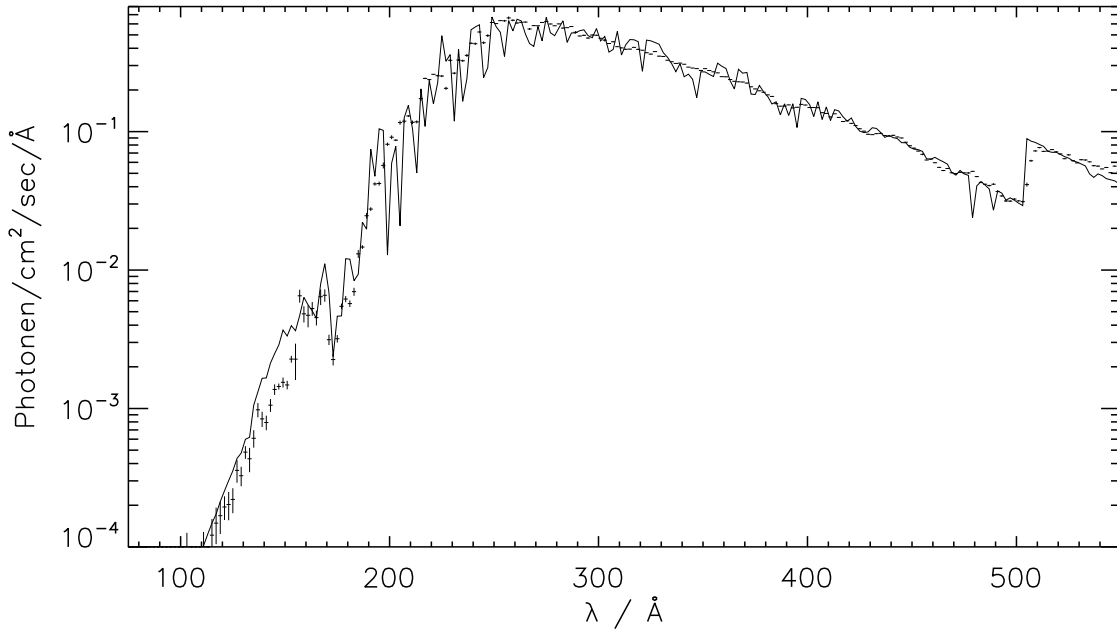


Abbildung 5.18: EUVE-Spektrum von G 191-B2B (Fehlerbalken) verglichen mit einem selbstkonsistenten Diffusionsmodell mit $T_{\text{eff}} = 56000$ K und $\log g = 7.60$. Die interstellaren Parameter sind $N(\text{H I}) = 2.11 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.074$, $\text{He II/H I} = 0.052$

Eisen- und Nickel-Linien in den HST/STIS-Spektren verglichen (siehe 3.3). Die vorhergesagten Fe V-Linien stimmen sehr gut mit der Beobachtung überein. Dagegen sind die Modelllinien für Ni V um etwa einen Faktor 2 zu stark. Eine Verringerung der Effektivtemperatur auf 53000 K oder eine Erhöhung der Schwerebeschleunigung auf 7.8 führt hier zu besseren Ergebnissen. Diese Abweichungen sind möglicherweise darauf zurückzuführen, daß für die Gebunden-frei-Opazitäten von Nickel nur hydrogenische Querschnitte verwendet werden konnten, da detailliertere Rechnungen nicht existieren. Diese Opazitäten sind zur Berechnung der radiativen Beschleunigung wichtig.

Bei Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff und Silizium ergeben sich ebenfalls leichte Abweichungen zwischen den Vorhersagen und der Beobachtung. Hier zeigen sich wahrscheinlich noch Unsicherheiten in den Modellberechnungen, die den Impulsübertrag auf das Ion und die nicht berücksichtigte Feinstrukturaufspaltung der Linien betreffen (siehe 2.2.2).

Insgesamt stimmen jedoch die vorhergesagten Häufigkeiten für eine typische Photosphärentiefe von $\tau_{\text{ross}} = 2/3$ generell mit den Beobachtungsergebnissen mit homogenen Atmosphären und den Vorhersagen von Chayer et al. (1995b) überein (siehe 2.2.2).

In Abb. 5.18 wird das Modellspektrum mit dem beobachteten EUVE-Spektrum von G 191-B2B verglichen. Die beste Anpassung ergibt sich mit den interstellaren Parametern $N(\text{H I}) = 2.11 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ und $\text{He I/H I} = 0.067$. Für He II/H I wurde der Mittelwert aus der interstellaren Analyse ($\text{He II/H I} = 0.052$) verwendet (siehe 6.2). Im Gegensatz zu den vorherigen Abbildungen wurde eine logarithmische Darstellung der Ordinate gewählt, damit auch der Fluß bei Wellenlängen kleiner als 180 Å sichtbar ist.

Die Abbildung zeigt, daß das selbstkonsistente Modell den spektralen Verlauf des

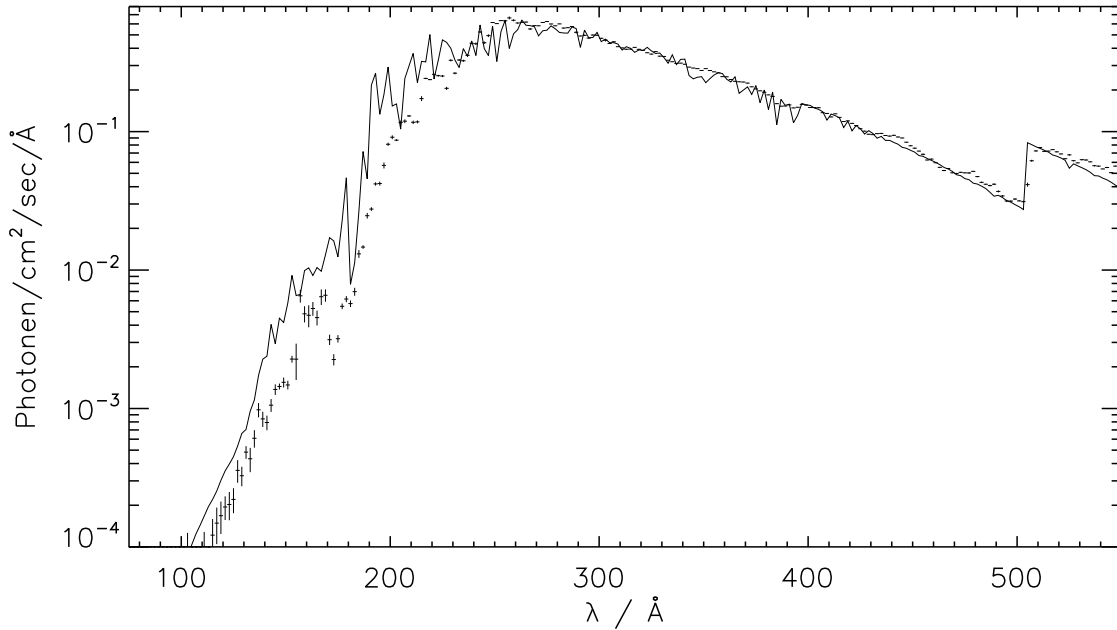


Abbildung 5.19: EUVE-Spektrum von G 191-B2B (Fehlerbalken) verglichen mit einem homogenen NLTE-Modell mit $C/H = 2 \cdot 10^{-6}$, $N/H = 4 \cdot 10^{-6}$, $O/H = 1 \cdot 10^{-6}$, $Fe/H = 1 \cdot 10^{-5}$ und $Ni/H = 1 \cdot 10^{-6}$. T_{eff} , $\log g$ und die interstellaren Parameter sind identisch mit Abb. 5.18

beobachteten Spektrums im gesamten EUV-Bereich gut reproduzieren kann. Oberhalb der He I-Kante gibt es Abweichungen, die auf Unsicherheiten bei der Subtraktion der höheren Ordnungen im LW-Spektrometer zurückzuführen sind. Bei kleineren Wellenlängen gibt es einige starke Absorptionslinien, die in dieser Form nicht in der Beobachtung auftreten.

Zum Vergleich ist in Abb. 5.19 das beste NLTE-Modell unter Annahme von homogenen Häufigkeiten (vgl. Abb. 5.12) ebenfalls in logarithmischer Darstellung für die Ordinate mit der Beobachtung verglichen. Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung und interstellare Parameter sind identisch mit Abb. 5.18.

Der wesentliche Unterschied zum Diffusionsmodell ist, daß beim homogenen Modell der vorhergesagte Fluß bei $\lambda < 230 \text{ Å}$ zu hoch ist. Dieser Aspekt wurde in den Abschnitten 5.3.1 und 5.3.3 besprochen. Das Diffusionsmodell kann in diesem Spektralbereich die Beobachtung reproduzieren, ohne daß zusätzliche Absorber wie Helium oder Neon verwendet werden müssen.

5.4 EUVE-Beobachtungen anderer Weißer Zwerge

5.4.1 Übersicht

Die Analyse der ROSAT-Daten hatte ergeben, daß die Mehrheit der Weißen Zwerge des Spektraltyps DA mit Effektivtemperaturen größer als etwa 40000 K zusätzliche photosphärische Absorber aufweist (siehe Kap. 4). In diesem Abschnitt werden die EUVE-

Beobachtungen von Objekten in diesem Temperaturbereich untersucht, wobei besonders die chemische Zusammensetzung analysiert wird.

Mit dem EUVE-Satelliten wurden insgesamt 26 DA Weiße Zwerge mit $T_{\text{eff}} \gtrsim 40000$ K beobachtet. In Tab. A.2 sind alle in dieser Arbeit verwendeten EUVE-Beobachtungen aufgelistet. Die Abb. 5.20–5.23 enthalten eine exemplarische Übersicht von typischen EUVE-Spektren.

Die Objekte lassen sich entsprechend der Form der Spektren in vier Gruppen einteilen. Die erste Gruppe (Abb. 5.20) besteht aus Weißen Zwergen mit $T_{\text{eff}} = 56000$ K bis 66000 K und Spektren ähnlich wie G 191-B2B. Alle Beobachtungen haben ein Maximum bei 250 \AA und einen scharfen Abfall bei kleineren Wellenlängen. Die Unterschiede treten hauptsächlich im langwelligen Bereich auf: Bei MCT 0455–2812, G 191-B2B und Feige 24 ist die interstellare HeI-Kante bei 504 \AA sichtbar, während sie bei den anderen Objekten fehlt. Dies kann durch unterschiedlich hohe Säulendichten des interstellaren neutralen Wasserstoffs erklärt werden. Die Spektren lassen den vorläufigen Schluß zu, daß die photosphärischen Absorber in allen sechs Objekten weitgehend identisch sind: Die allgemeine Form der Spektren ist gleich und einige einzelne Absorptionsmerkmale stimmen überein.

Für die zweite Gruppe (Abb. 5.21) mit $T_{\text{eff}} = 50000$ K bis 59000 K kann GD 246 als Prototyp verwendet werden. Der Fluß bei $\lambda > 300 \text{ \AA}$ wird hier vollständig absorbiert und das Flußmaximum ist in den Bereich von 150 \AA bis 200 \AA verschoben. Diese Unterschiede im Vergleich mit der G 191-B2B-Gruppe haben zwei Gründe. Das Fehlen des langwelligen Bereichs deutet darauf hin, daß bei den Objekten der GD 246-Gruppe die interstellare Wasserstoff-Säulendichte größer ist als bei der G 191-B2B-Gruppe. Der zweite Grund wird am besten aus dem Vergleich von GD 246 mit MCT 2331–4731 ersichtlich: Beide Sterne haben in etwa dieselben Effektivtemperaturen und visuellen Helligkeiten, und das Flußmaximum liegt bei beiden bei etwa $0.015 \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. Das Spektrum von MCT 2331–4731 zeigt jedoch bei $\lambda < 200 \text{ \AA}$ einen starken Abfall, während der Fluß von GD 246 gerade dort seinen Maximalwert erreicht. Die einzige Erklärung für dieses Verhalten ist, daß GD 246 weniger photosphärische Metalle enthält als MCT 2331–4731.

Da die Objekte der GD 246-Gruppe generell höhere Wasserstoff-Säulendichten aufweisen als die Objekte der G 191-B2B-Gruppe, könnte auch vermutet werden, daß der Unterschied im wesentlichen nur durch die interstellare Absorption verursacht wird. Es wäre denkbar, daß man ein GD 246-Spektrum erhält, wenn man ein Spektrum von G 191-B2B mit einem deutlich höheren $N(\text{H I})$ -Wert versieht, wodurch das Flußmaximum zu $\lambda < 200 \text{ \AA}$ verschoben wäre. Gestützt wird diese Vermutung dadurch, daß GD 246 nur etwa 2% des Flusses von G 191-B2B aufweist. Dies ist in Übereinstimmung mit dem niedrigen Fluß von G 191-B2B bei $\lambda < 200 \text{ \AA}$. Gegen diese Hypothese spricht jedoch der angeführte Vergleich mit MCT 2331–4731.

Zur genaueren Untersuchung wurde aus dem beobachteten Spektrum von G 191-B2B ein Spektrum ohne interstellare Absorption berechnet. Hierzu wurde das Modell der interstellaren Absorption von Rumph et al. (1994) mit negativen Säulendichten angewendet. Der Vorgang entspricht dem aus der visuellen Spektroskopie bekannten „Entröten“. Als Säulendichten wurden die Werte aus der EUVE-Analyse benutzt ($|N(\text{H I})| = 2.07 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/He I} = 0.072$, $\text{He II/He I} = 0.0$). Die größte Unsicherheit bei dieser Methode ist die unbekannte He II-Säulendichte. Eine Änderung von $\text{He II/He I} = 0.0$ auf 0.2 wirkt sich jedoch nicht auf die Folgerungen aus.

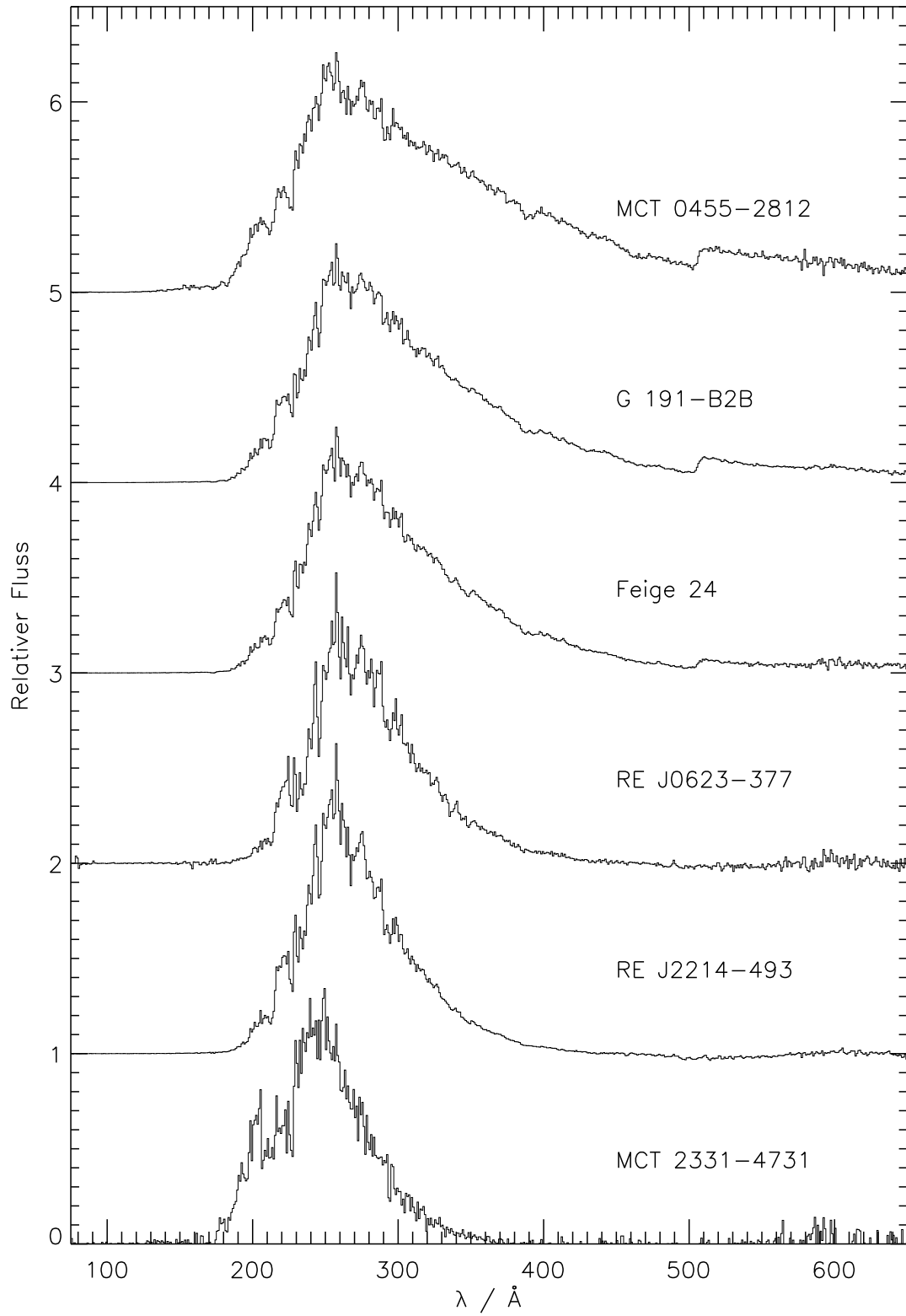


Abbildung 5.20: EUVE-Spektren von Weißen Zwergen der G 191-B2B-Gruppe. Die Spektren sind entsprechend der Stärke der interstellaren HI-Absorption angeordnet

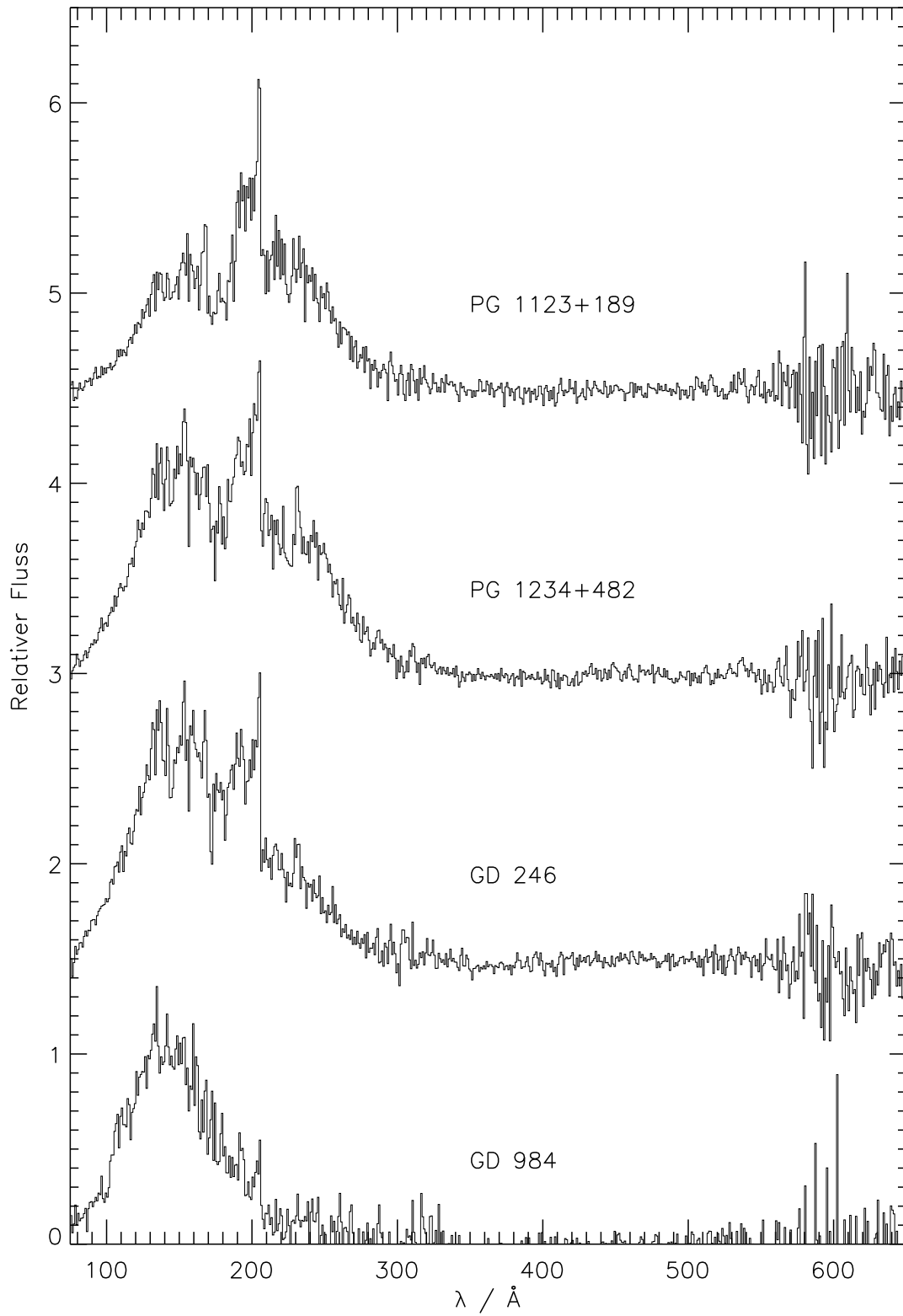


Abbildung 5.21: EUVE-Spektren von Weißen Zwergen der GD 246-Gruppe

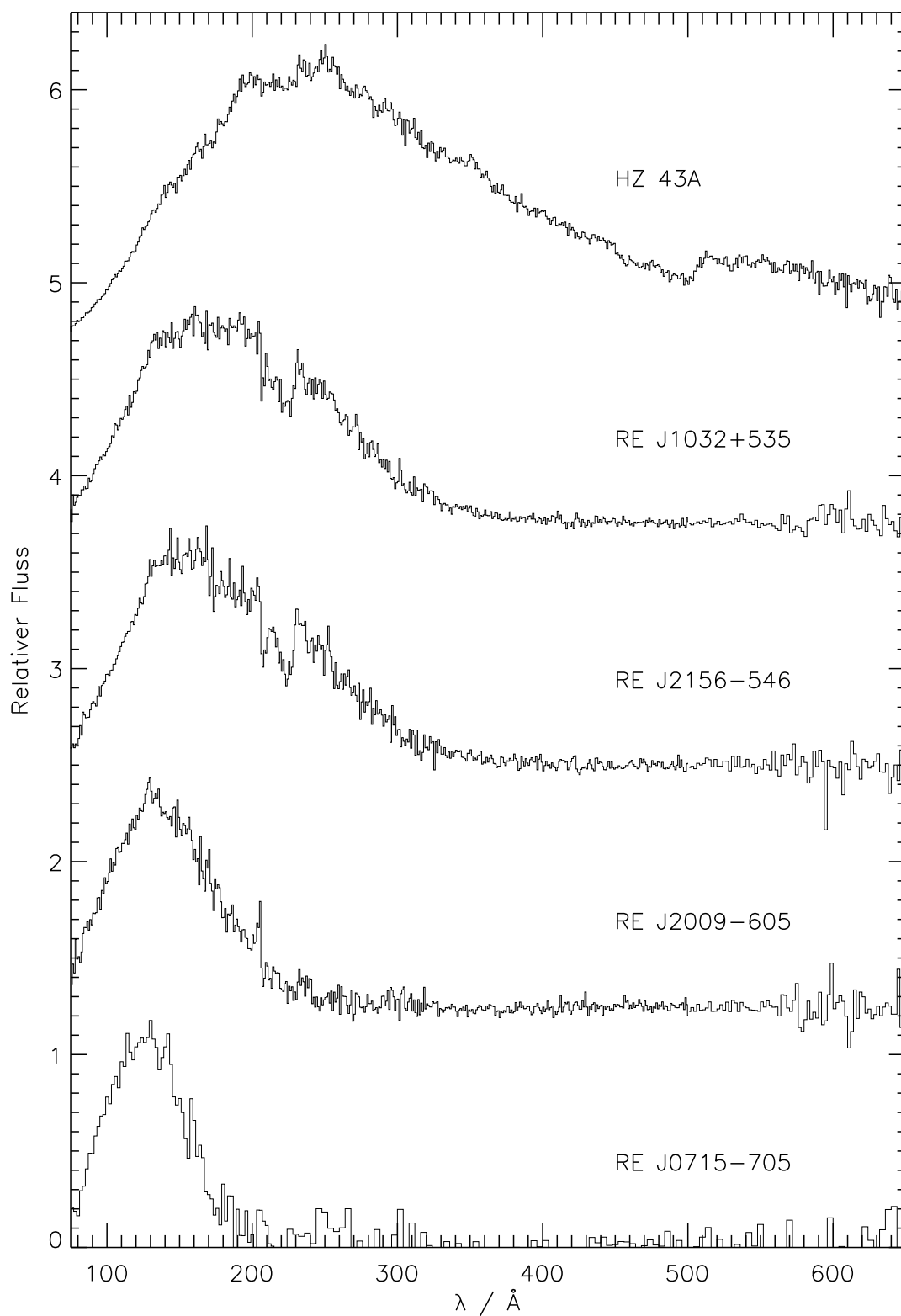


Abbildung 5.22: EUVE-Spektren von Weißen Zwergen mit reinen Wasserstoff-Atmosphären

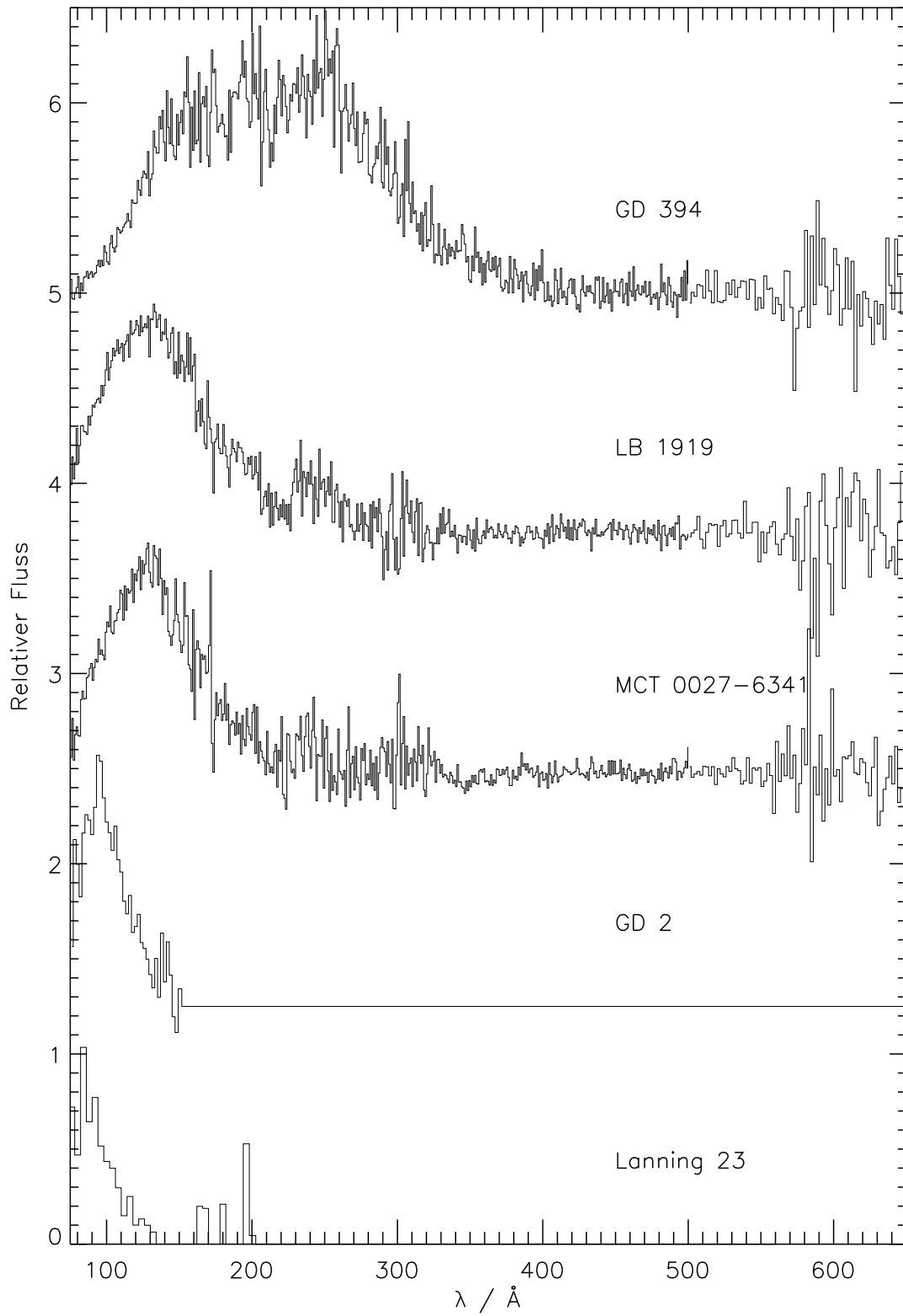


Abbildung 5.23: EUVE-Spektren, die sich von den Typen in Abb. 5.20–5.22 unterscheiden

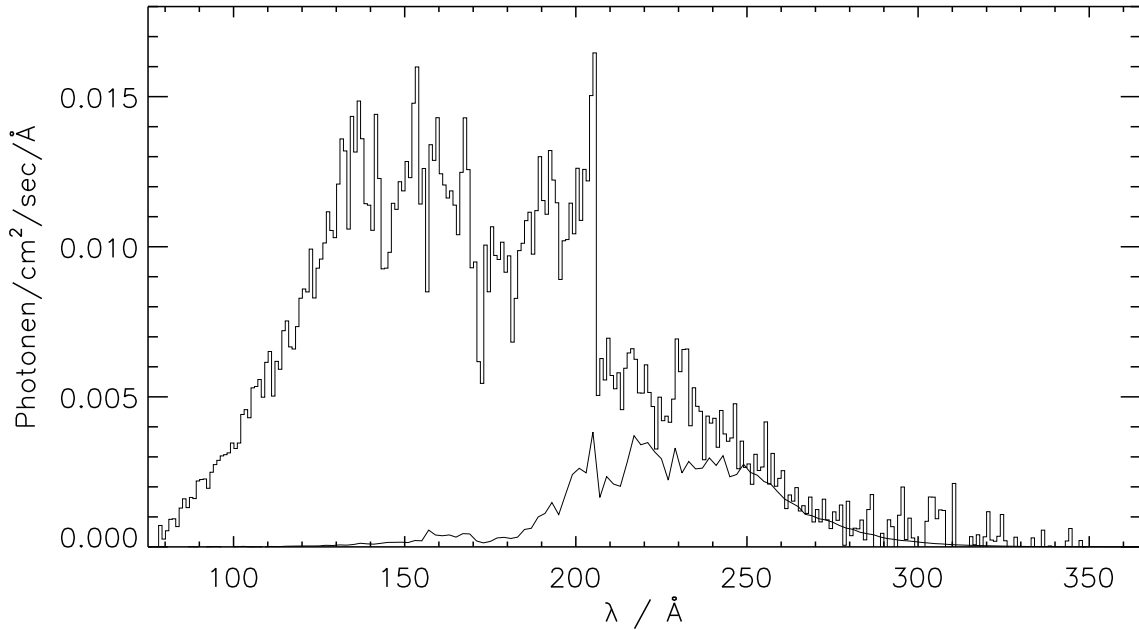


Abbildung 5.24: Vergleich des EUVE-Spektrums von GD 246 (Histogramm) mit dem „entröteten“ Spektrum von G 191-B2B (siehe Text)

Abb. 5.24 zeigt eine Anpassung des „entröteten“ Spektrums von G 191-B2B an die EUVE-Beobachtung von GD 246. Hierzu wurde das „entrötete“ Spektrum mit einem Skalierungsfaktor von 0.3 multipliziert, der die unterschiedlichen EUV-Flüsse beider Sterne korrigiert. Der Faktor wurde so bestimmt, daß beide Spektren im Bereich $\lambda = 250 \text{ \AA}$ bis 300 \AA übereinstimmen, nachdem das „entrötete“ Spektrum mit den interstellaren Säulendichten von GD 246 versehen wurde. Hierfür wurden $N(\text{H I}) = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/He I} = 0.054$ und $\text{He II/He I} = 0.0$ verwendet. Diese Werte stammen aus der detaillierten Analyse in Kapitel 6. Die He II-Häufigkeit wurde auf null gesetzt, um den Einfluß der photosphärischen Opazität besser zu demonstrieren.

Wie die Abb. 5.24 zeigt, ist es nur möglich, den Bereich bei $\lambda > 250 \text{ \AA}$ im GD 246-Spektrums zu reproduzieren. Bei kleineren Wellenlängen fällt der G 191-B2B-Fluß zu schnell ab. Es ist auch nicht möglich, den maximalen Fluß des G 191-B2B-Spektrums zu kleineren Wellenlängen zu verschieben, indem die Säulendichten erhöht werden, weil dann der langwellige Teil nicht mehr reproduziert werden kann. Ähnliche Ergebnisse lassen sich auch mit den anderen Objekten der GD 246-Gruppe erzielen. Hieraus läßt sich schließen, daß diese Sterne tatsächlich geringere Metallhäufigkeiten als die Objekte der G 191-B2B-Gruppe haben.

Es bleibt noch die Frage zu klären, warum keine Objekte der G 191-B2B-Gruppe mit hohen Wasserstoff-Säulendichten beobachtet werden bzw. keine Objekte der GD 246-Gruppe mit niedrigen Säulendichten. Die Antwort auf die erste Frage ist, daß bei den hohen $N(\text{H I})$ -Werten der GD 246-Gruppe die G 191-Objekte nicht mehr beobachtbar sind, weil der langwellige Teil des Spektrums absorbiert wird und im kurzwelligen Bereich nicht genügend Fluß vorhanden ist. Für das Fehlen von GD 246-Objekten mit niedrigen Säulen-

dichten gibt es nur die Erklärung, daß aufgrund der geringen Anzahl an Beobachtungen zufällig nur Objekte mit hohen Säulendichten beobachtet wurden.

In Abb 5.25 ist das entrötete Spektrum von G 191-B2B auch mit Objekten der G 191-B2B-Gruppe selber verglichen. Von diesen Sternen erscheint Feige 24 wie ein Zwilling von G 191-B2B. Bei RE J2214–49 scheinen dagegen die Metallhäufigkeiten etwas höher zu sein, was aus dem geringeren Fluß bei kleinen Wellenlängen geschlossen werden kann, während sie bei MCT 0455–2812 niedriger zu sein scheinen. Von den anderen beiden Objekten der G 191-B2B-Gruppe entspricht RE J0623-37 in etwa RE J2214–49 und MCT 2331–4731 in etwa MCT 0455–2812.

Neben den Objekten der GD 246-Gruppe gibt es mehrere Weiße Zwerge mit noch geringeren Metallhäufigkeiten. Diese Objekte haben Effektivtemperaturen von weniger als etwa 50000 K. Die entsprechenden Spektren sind in Abb. 5.22 dargestellt. In Abb. 5.23 sind schließlich Objekte aufgeführt, die aufgrund ihrer Spektren nicht einer der drei anderen Gruppen zugeordnet werden können.

5.4.2 Analyse mit relativen Metallizitäten

Nach der phänomenologischen Untersuchung im vorherigen Abschnitt wurden die EUVE-Spektren auch auf eine quantitative Art analysiert. Hierzu wurde das Ergebnis für G 191-B2B (siehe 5.3) als Referenz verwendet: Es wurde angenommen, daß auch in den anderen Objekten dieselben Elemente wie bei G 191-B2B die Opazität im extremen Ultraviolett bestimmen und daß die relativen Häufigkeiten dieser Metalle sich nicht verändern. Für unterschiedliche Gesamtopazitäten wurde ein Skalierungsfaktor („Metallizität“) eingeführt, mit dem die Häufigkeiten aller Elemente multipliziert wurden. Dieser Faktor ist für alle Elemente gleich. Die Metallizität läßt sich demnach als $m = n_{\text{obs}}/n_{\text{G191}}$ definieren, wobei n_{obs} die Häufigkeit für ein Element in dem untersuchten Objekt und n_{G191} die Häufigkeit bei G 191-B2B bezeichnet.

Die Analyse wurde mit (homogenen) LTE- und NLTE-Atmosphären durchgeführt. Es wurden nur die im Ultravioletten identifizierten Elemente Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Silizium, Eisen und Nickel mit den Häufigkeiten aus Tab. 5.1 verwendet.

Durch Verwendung eines Metallizitätsindex werden individuelle Elementhäufigkeiten nicht berücksichtigt, wodurch die Analyse der EUVE-Spektren deutlich vereinfacht wird. Dies ermöglicht die Untersuchung einer großen Anzahl an DA Weißen Zwergen unter Umgehung der Schwierigkeiten, wie sie in der Analyse von G 191-B2B beschrieben sind. Außerdem können auch Objekte analysiert werden, bei denen eine Bestimmung von Elementhäufigkeiten aus ultravioletten Spektren nicht möglich ist. Bei diesen Sternen, die die Mehrheit der hier analysierten Objekte bilden, könnten mit Hilfe der EUVE-Spektren keine verlässlichen Aussagen über einzelne Elemente gewonnen werden. Über den Metallizitätsindex kann dagegen die Gesamthäufigkeit an Metallen direkt verglichen werden.

Die Bestimmung von Häufigkeiten für einzelne Elemente ist dagegen nicht möglich. Nur die Eisenhäufigkeit kann gut über den Metallizitätsindex abgeschätzt werden, da dieses Element die EUV-Opazität dominiert.

Die wesentliche Voraussetzung bei der Verwendung der Metallizität ist, daß die relativen Häufigkeiten der Metalle untereinander bei allen Sternen mit denen des Prototyps G 191-B2B identisch sind. Dies bedeutet vor allem, daß die EUV-Opazität hauptsächlich

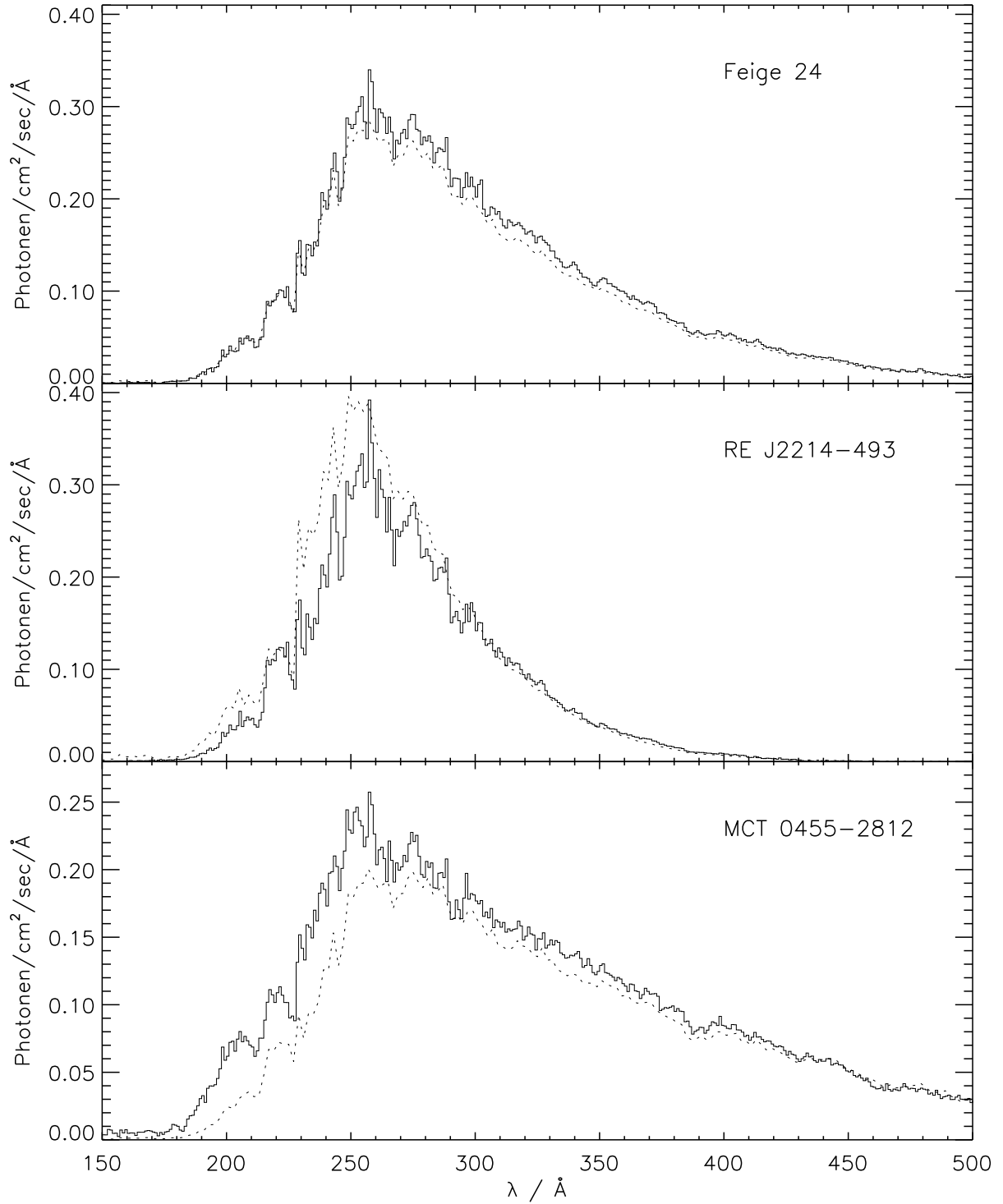


Abbildung 5.25: Vergleich der EUVE-Spektren von Feige 24 (oben), RE J2214-49 (mitte) und MCT 0455-2812 (unten) mit dem „entröteten“ Spektrum von G 191-B2B (siehe Text). Für die interstellare Absorption wurden folgende Parameter verwendet: $N(\text{H I}) = 2.72 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/He I} = 0.056$, $\text{He II/He I} = 0.05$ (Feige 24), $N(\text{H I}) = 6.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/He I} = 0.07$, $\text{He II/He I} = 0.05$ (RE J2214-49), $N(\text{H I}) = 1.32 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/He I} = 0.063$, $\text{He II/He I} = 0$ (MCT 0455-2812)

durch Eisen und durch geringere Beiträge von Nickel bestimmt wird, während andere Element eher unwichtig sind. Dies ist für die G 191-B2B-Gruppe gerechtfertigt, weil alle EUVE-Spektren dieser Gruppe sehr ähnlich sind (siehe Abb. 5.20). Für die GD 246-Gruppe existiert eine derartige Rechtfertigung jedoch nicht. Bei dieser Gruppe muß gesondert geprüft werden, ob die Voraussetzungen zur Anwendung eines Metallizitätsindex erfüllt sind.

Zur Analyse der EUVE-Spektren wurden in einem ersten Schritt LTE-Modellatmosphären berechnet. Hierbei wurden Effektivtemperaturen und Schwerebeschleunigungen verwendet, die aus visuellen Spektren bestimmt wurden (hauptsächlich von Finley et al. 1997). Da hierfür reine Wasserstoff-Atmosphären benutzt wurden, mußte die Effektivtemperatur für eine optimale Anpassung an das EUVE-Spektrum gegebenenfalls nach unten korrigiert werden.

Im Gegensatz zu der Analyse von G 191-B2B ist es bei vielen anderen EUVE-Beobachtungen nicht möglich, die Effektivtemperatur als freien Parameter zu betrachten. Der Grund ist, daß die Bestimmung von T_{eff} auf dem langwelligen Teil des EUVE-Spektrums basiert. Dieser Bereich ist bei vielen Beobachtungen wegen der starken interstellaren Absorption nicht oder nur teilweise sichtbar. Dann kann eine Änderung der Effektivtemperatur durch eine andere Wasserstoff-Säulendichte weitgehend ausgeglichen werden, so daß beide Parameter nicht mehr unabhängig zu bestimmen sind. Es ist daher bei vielen Objekten notwendig, die Temperatur an den Werten aus visuellen Spektren zu orientieren.

In einigen EUVE-Spektren sind die interstellare Kanten und Linien von HeI und HeII zu sehen, so daß die HeI/HI- und HeII/HI-Verhältnisse zusammen mit den Wasserstoff-Säulendichten bestimmt werden konnten. In den Fällen, wo diese Merkmale fehlen, wurden Mittelwerte angenommen (siehe 6.2).

Die Ergebnisse der Analyse mit relativen Metallizitäten sind in Tab. 5.3 aufgelistet. Vergleiche zwischen Modellspektren und Beobachtungen befinden sich im Anhang D.

Die Werte für die relativen Metallizitäten bestätigen die Folgerungen aus der phänomenologischen Analyse der Spektren aus dem vorherigen Abschnitt. In der G 191-B2B-Gruppe sind die Metallizitäten bei Feige 24, MCT 0455–2812 und MCT 2331–4731 vergleichbar mit dem Prototyp oder etwas geringer, während bei RE J0623–37 und RE J2214–49 die Werte bis zu einem Faktor vier höher sind.

Bei Feige 24 ergibt sich die beste Anpassung bei einer Effektivtemperatur, die ähnlich wie bei G 191-B2B um 4700 K niedriger als der optische Wert ist. Für die Reproduktion des EUVE-Spektrums ist $m \approx 1$ erforderlich, wobei dieser Wert weitgehend unabhängig von T_{eff} ist. Bei RE 0623–37 und RE J2214–49 kann dagegen nicht zwischen einem Spektrum mit dem optischen T_{eff} und Modellen mit 2000 K bzw. 4000 K niedrigeren Temperaturen unterschieden werden. Auf die Metallizität hat diese Unsicherheit jedoch keinen Einfluß.

Bei MCT 0455–2812 erfordert das EUVE-Spektrum mit $T_{\text{eff}} = 66000$ K eine um 10000 K höhere Effektivtemperatur als das optische Spektrum. Ein ähnliches Ergebnis wurde auch von Dupuis et al. (1995) und Barstow et al. (1997b) gefunden. Barstow et al. konnten aus den Lyman-Linien (ORFEUS-Beobachtungen) ebenfalls eine Effektivtemperatur von etwa 66000 K bestimmen. Eine Erklärung für dieses Verhalten gibt es bisher nicht.

Die Sterne in der GD 246-Gruppe haben signifikant geringere Metallizitäten von 20 %

Tabelle 5.3: Ergebnisse der Analyse der EUVE-Spektren mit relativen Metallizitäten. Für jeden Stern sind die visuell bestimmte Effektivtemperatur und die Oberflächenschwerebeschleunigung (aus Finley et al. 1997), die für die Analyse verwendete Effektivtemperatur sowie die Ergebnisse für die Metallizität m und die interstellaren Säulendichten angegeben

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

^a siehe Text; ^b Sion et al. 1995; ^c Marsh et al. (1997a); ^d Vennes et al. (1996c)

bis 40 %. In der dritten Gruppe können schließlich alle beobachteten Spektren mit reinen Wasserstoff-Atmosphären oder mit sehr geringen Metallizitäten reproduziert werden.

Die Sterne in der vierten Gruppe weisen keine einheitlichen Metallizitäten auf. GD 2 hat eine weitgehend reine Wasserstoff-Atmosphäre und kann daher der dritten Gruppe zugeordnet werden. Ein ähnliches Objekt ist PG 1057+719 (Abb. D.20). MCT 0027-6341 ist ein Weißer Zwerg, der bei einer hohen Effektivtemperatur von 63700 K eine vergleichsweise geringe Metallizität ähnlich wie in der GD 246-Gruppe aufweist. Lanning 23 gehört ebenso

zu dieser Gruppe. Allerdings erschwert die hohe Säulendichte von $N(\text{HI}) = 7.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ eine genaue Bestimmung der Metallizität.

Ein weiteres Objekt mit einer hohen Effektivtemperatur ist LB 1919. Finley et al. (1997) haben auf eine T_{eff} -Bestimmung verzichtet, da die flachen Linienprofile auf hohe Rotationsgeschwindigkeiten hindeuten. Wenn die von Vennes et al. (1997) angegebene Temperatur von 68600 K verwendet wird, so ergibt sich eine Metallizität $m \approx 0.1$.

Der letzte Stern in dieser Gruppe ist GD 394. Hier ergibt sich für $T_{\text{eff}} = 39600 \text{ K}$ eine Metallizität von 25 %. Da die Temperatur von GD 394 deutlich niedriger ist als die der Objekte in der GD 246-Gruppe, handelt es sich bei diesem Weißen Zwerg vermutlich um einen Sonderfall (siehe 5.4.3).

Neben LTE-Modellatmosphären wurden einige Objekte auch mit NLTE-Modellen untersucht. Hierbei wurden ebenfalls die Häufigkeiten aus Tab. 5.1 verwendet. Nur bei Eisen wurde die Häufigkeit verdoppelt, da sich auf diese Weise das EUVE-Spektrum von G 191-B2B besser mit NLTE-Atmosphären reproduzieren ließ (siehe 5.3.3).

Die Spektren der G 191-B2B-Gruppe können mit NLTE-Modellen genau so gut wie im LTE-Fall reproduziert werden. Die Metallizitäten sind in einem Bereich von $m \approx 1$ bis 4. Für die GD 246-Gruppe ergeben sich Häufigkeiten um 30 % der Werte von G 191-B2B. Dies ist ebenfalls in Übereinstimmung mit den LTE-Ergebnissen.

Es bleibt noch die generelle Frage, ob es für die GD 246-Gruppe gerechtfertigt ist, dieselben relativen Häufigkeiten wie bei G 191-B2B zu verwenden. Wie in den Abschnitten 5.3.1 und 5.3.4 dargelegt, gibt es Schwierigkeiten, das EUVE-Spektrum von G 191-B2B bei $\lambda < 230 \text{ Å}$ mit den homogenen Häufigkeiten aus Tab. 5.1 zu reproduzieren. Dies ist für die Interpretation der anderen Objekte aus der G 191-B2B-Gruppe unwichtig, da deren Spektren vergleichbare Formen aufweisen und dementsprechend ähnlich gut mit den relativen Häufigkeiten reproduziert werden können.

Für die GD 246-Gruppe ist dagegen der Wellenlängenbereich bei $\lambda < 230 \text{ Å}$ entscheidend, da dort bei diesen Objekten das Flußmaximum liegt. Dies macht einen Vergleich mit G 191-B2B schwierig. Da bei den homogenen Modellen für G 191-B2B Opazität bei kleinen Wellenlängen fehlt, sind die relativen Metallizitäten für die GD 246-Gruppe eher als obere Grenzen für den tatsächlichen Opazitätsunterschied zu verstehen.

Von diesen Betrachtungen unberührt bleibt die Feststellung, daß die Elementhäufigkeiten in der GD 246-Gruppe geringer sind als in der G 191-B2B-Gruppe. Wie in Abschnitt 5.3 herausgestellt wurde, sind Eisen und Nickel die wichtigsten Elemente für die EUV-Opazität. Damit sind diese Elemente in der GD 246-Gruppe weniger häufig als in der G 191-B2B-Gruppe.

Eisen und Nickel sind trotzdem wichtig für die EUV-Opazität der GD 246-Gruppe. Es ist zwar möglich, die Beobachtungen ohne diese Elemente zu reproduzieren. Dann müssen jedoch die Häufigkeiten von Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff und Silizium auf etwa das dreifache der ultravioletten Werte von G 191-B2B erhöht werden. Dies steht im Widerspruch zu den oberen Grenzen aus den IUE-Beobachtungen von GD 246, die von Vennes et al. (1991) bestimmt wurden: $\text{C/H} \leq 5 \cdot 10^{-7}$, $\text{N/H} \leq 3.2 \cdot 10^{-6}$ und $\text{Si/H} \leq 3.2 \cdot 10^{-8}$. Deswegen ist ein signifikanter Beitrag zur EUV-Opazität von Eisen und Nickel notwendig.

Wenn die oberen Grenzen von Vennes et al. mit den um einen Faktor 0.25 skalierten Werten aus Tab. 5.1 verglichen werden ($m = 0.25$ für GD 246), dann fällt auf, daß zwar

die Häufigkeiten von Kohlenstoff und Stickstoff ($C/H = 5 \cdot 10^{-7}$, $N/H = 1 \cdot 10^{-6}$) mit diesen Grenzen kompatibel sind, nicht jedoch die Silizium-Häufigkeit von $Si/H = 2.5 \cdot 10^{-7}$. Da Silizium für die EUV-Opazität unwichtig ist, wird der Wert für die Metallizität von GD 246 hiervon nicht beeinflusst. Diese Betrachtung zeigt jedoch, daß die Annahme gleicher relativer Häufigkeiten nicht für alle Elemente erfüllt ist.

5.4.3 Photosphärische Metalle bei $T_{\text{eff}} < 50000 \text{ K}$

Die Analyse der EUVE-Beobachtungen mit relativen Metallizitäten ergibt, daß fast alle Weißen Zwerge mit Metallizitäten von 20 % oder mehr Effektivtemperaturen von mindestens 50000 K besitzen (siehe Tab. 5.3). Die einzige Ausnahme ist GD 394 mit $T_{\text{eff}} = 39600 \text{ K}$ und $m = 0.25$. Da zwischen der Temperatur dieses Sterns und der des kältesten GD 246-Objekts (GD 984) eine Differenz von 10000 K besteht, stellt sich die Frage, ob die chemische Zusammensetzung der Atmosphäre von GD 394 mit den GD 246-Objekten vergleichbar ist.

Das EUVE-Spektrum von GD 394 gibt keine Hinweise auf die Natur der Absorber, da keine einzelnen Linien zu erkennen sind. In ultravioletten Spektren (IUE, HST/GHRS) können dagegen photosphärische Linien von Al III, Si III und Si IV nachgewiesen werden (Vennes et al. 1991, Barstow et al. 1996b, Holberg et al. 1998b). In Abb. 5.26 ist ein Modellspektrum mit $Al/H = 5 \cdot 10^{-7}$ (Holberg, priv. Komm.) und $Si/H = 3 \cdot 10^{-6}$ (Barstow et al.) mit dem EUVE-Spektrum verglichen. Beide Elemente weisen im extremen Ultraviolett nur einige schwache Linien und Kanten auf, so daß der Modellfluß bis zu einem Faktor drei größer ist als in der Beobachtung.

Barstow et al. haben außerdem aus den GHRS-Spektren obere Grenzen von $C/H \leq 3 \cdot 10^{-8}$, $N/H \leq 2.5 \cdot 10^{-6}$ und $O/H \leq 2.5 \cdot 10^{-6}$ bestimmt. Sie konnten anschließend das EUVE-Spektrum reproduzieren, indem die Häufigkeiten für Stickstoff und Sauerstoff auf diese oberen Grenzen gesetzt wurden.

Eine zweite Möglichkeit zur Reproduktion des Spektrums besteht in einem Modell mit einer Metallizität von 25 % (Abb. 5.26), wobei der wesentliche Anteil an der Opazität von Eisen mit einer Häufigkeit von $Fe/H = 1.25 \cdot 10^{-6}$ stammt. Diese Häufigkeit führt zu Eisen-Linien im Ultravioletten, deren Äquivalentbreiten nicht größer als 6 mÅ sind. Linien dieser Stärke können mit existierenden Spektren nicht beobachtet werden. Es ist daher nicht möglich, zwischen beiden Alternativen für die chemische Zusammensetzung der Atmosphäre zu unterscheiden.

Ein Metallizitätsindex von 0.25 impliziert eine Silizium-Häufigkeit von $Si/H = 2.5 \cdot 10^{-7}$, die eine Größenordnung unter dem Wert von Barstow et al. liegt. Hier zeigt sich, daß die relativen Häufigkeiten von GD 394 und G 191-B2B verschieden sind. Da Silizium nicht zur EUV-Opazität beiträgt, ändert dies nicht die Möglichkeit, das EUVE-Spektrum mit $m = 0.25$ (entsprechend $Fe/H = 1.25 \cdot 10^{-6}$) zu reproduzieren.

Die Frage der chemischen Zusammensetzung von GD 394 hängt mit der Frage zusammen, ob es eine Verbindung zwischen diesem Objekt und den GD 246-Objekten bei höheren Temperaturen gibt. Wenn eine solche Verbindung existiert, dann bestimmen wahrscheinlich dieselben physikalischen Mechanismen die photosphärischen Häufigkeiten und die chemische Zusammensetzung sollte ähnlich sein. Andernfalls wäre eine unterschiedliche Chemie denkbar.

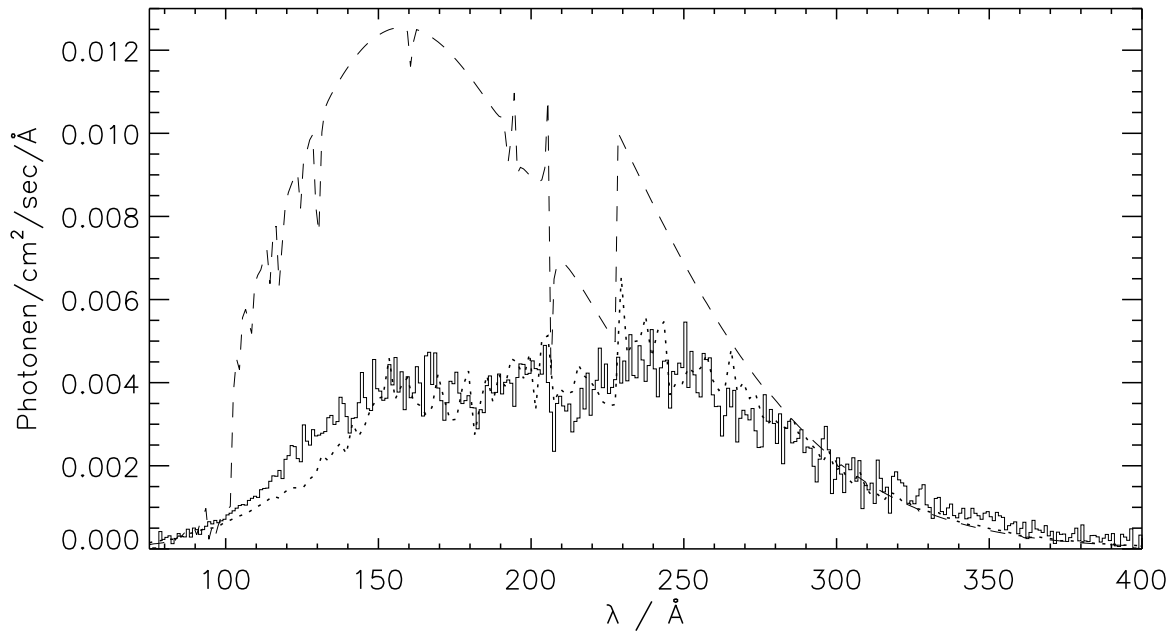


Abbildung 5.26: EUVE-Spektrum von GD 394 (Histogramm), verglichen mit einem Modellspektrum mit $\text{Al}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-7}$ und $\text{Si}/\text{H} = 3 \cdot 10^{-6}$ (gestrichelt) und einem Spektrum mit $m = 0.25$ (gepunktet). Beide Modelle haben $T_{\text{eff}} = 39600 \text{ K}$ und $\log g = 7.96$. Die interstellaren Parameter betragen $N(\text{HI}) = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.07$ und $\text{He II}/\text{H I} = 0.07$. Die Kanten und Linien bei 206 \AA und 228 \AA in den Modellen sind interstellaren Ursprungs (He I und He II)

Wie Tab. 5.3 zeigt, gibt es bei $T_{\text{eff}} < 50000 \text{ K}$ außer GD 394 keine weiteren Weißen Zwerge mit einer ähnlich hohen Metallizität. Allerdings sind einige Objekte mit $m = 0.05$ bis 0.1 vorhanden. Wenn jedoch eine um 2000 K bis 3000 K niedrigere Effektivtemperatur verwendet wird, dann kann das EUVE-Spektrum auch bei diesen Objekten mit einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre reproduziert werden.

In Abb. 5.27 ist dieses Verhalten an einem Beispiel demonstriert: Mit $T_{\text{eff}} = 44600 \text{ K}$, der Effektivtemperatur aus den Balmer-Linien, ist der Modellfluß bei $\lambda < 150 \text{ \AA}$ zu groß. Mit $T_{\text{eff}} = 42500 \text{ K}$ kann dagegen das EUVE-Spektrum reproduziert werden. Alternativ ist ein Modell mit $T_{\text{eff}} = 44600 \text{ K}$ und $m = 0.05$ möglich.

Im Vergleich mit den ROSAT-Ergebnissen (siehe Kap. 4) ist es überraschend, daß mit spektroskopischen EUVE-Beobachtungen keine eindeutigen Hinweise auf photosphärische Absorber zwischen $T_{\text{eff}} \approx 40000 \text{ K}$ und 50000 K gefunden werden konnten. In Tab. 5.4 sind für die Weißen Zwerge in diesem Temperaturbereich die Ergebnisse aus den photometrischen ROSAT- und EUVE-Beobachtungen mit den spektroskopischen EUVE-Beobachtungen verglichen. Von einigen ROSAT-Kandidaten für zusätzliche Absorber gibt es EUVE-Spektren, deren Analyse jedoch allenfalls geringe Metallizitäten ergibt. In allen Fällen ist eine Reproduktion mit reinen Wasserstoff-Atmosphären bei um 2000 K bis 3000 K niedrigeren Effektivtemperaturen möglich. Mit solchen Temperaturverschiebungen entfällt auch bei vielen Objekten in Abb. 4.1 die Notwendigkeit für Metalle. Außerdem

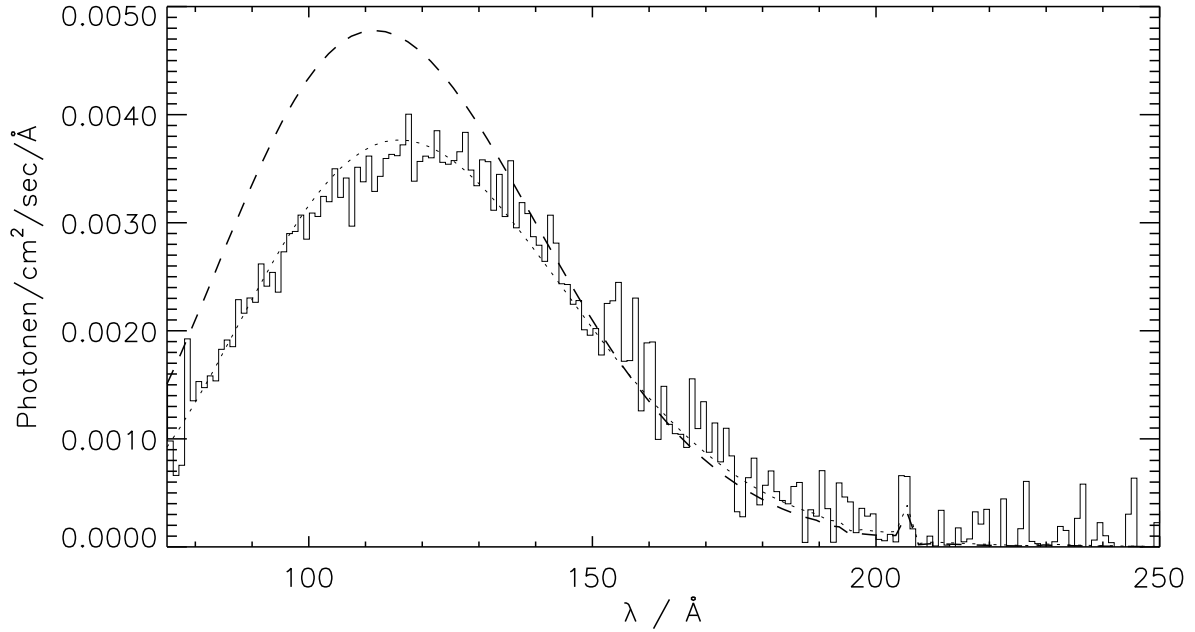


Abbildung 5.27: EUVE-Spektrum von RE J1629+78 (Histogramm), verglichen mit reinen Wasserstoff-Modellen mit $T_{\text{eff}} = 44600$ K (gestrichelt) und $T_{\text{eff}} = 42500$ K (gepunktet)

gibt es nur wenige Weiße Zwerge, deren relative Metallizitäten aus den photometrischen ROSAT- und EUVE-Beobachtungen (Tab. 5.4) ähnlich hoch sind wie bei GD 394.

Ultraviolette Beobachtungen von Objekten in diesem Temperaturbereich wurden bisher nur selten durchgeführt. Zwei der Objekte aus Tab. 5.3 zwischen 40000 K und 50000 K wurden jedoch mit HST beobachtet. Bei RE J1032+53 konnten von Holberg et al. (1999) Kohlenstoff, Stickstoff und Silizium nachgewiesen werden, wobei Kohlenstoff und Silizium jedoch nur einen unbedeutenden Einfluß im EUV haben. Die Stickstoff-Häufigkeit von $N/H = 4.9 \cdot 10^{-5}$ würde jedoch zu starken Linien und Kanten von N III und N IV führen, wie sie im EUVE-Spektrum nicht beobachtet werden. Dies erklären die Autoren dadurch, daß Stickstoff in der Atmosphäre eine geschichtete Verteilung aufweist, wobei die Häufigkeit außen größer ist als innen. Eine derartige Schichtung bei $\tau_{\text{ross}} \approx 2/3$ kann eventuell durch radiativen Auftrieb entstehen, wie die selbstkonsistenten Diffusionsrechnungen für Silizium bei G 191-B2B zeigen (siehe Abb. 2.1).

Bei PG 1057+719 konnten Holberg et al. (1997) obere Grenzen von $C/H \leq 6.3 \cdot 10^{-9}$, $N/H \leq 1.6 \cdot 10^{-6}$ und $Si/H \leq 7.9 \cdot 10^{-10}$ bestimmen. Während der Wert für die Stickstoff-Häufigkeit vergleichbar mit der oberen Grenze bei GD 394 ist, ist Silizium um mehr als drei Größenordnungen weniger häufig als in GD 394. Dies zeigt die Verschiedenheit von beiden Sternen. Ein Atmosphärenmodell mit den oberen Grenzen als Häufigkeiten kann das EUVE-Spektrum von PG 1057+719 etwas besser reproduzieren als eine reine Wasserstoff-Atmosphäre. Die hohe interstellare Säulendichte verhindert jedoch eine genaue Aussage über die chemische Zusammensetzung.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß bisher zwischen 40000 K und 50000 K keine Weißen Zwerge mit ähnlich hohen EUV-Opazitäten wie bei GD 394 gefunden wurden. Dieser

Tabelle 5.4: Zusammenfassung der Ergebnisse der ROSAT- und EUVE-Analysen für DA Weiße Zwerge mit $T_{\text{eff}} \approx 35000$ bis 50000 K. Bei den Einzelbeobachtungen mit ROSAT bedeutet ein „M“, daß der Stern zusätzliche Absorber (Metalle) hat und ein „H“, daß die Atmosphäre aus reinem Wasserstoff besteht. Bei den „H/M“-Objekten ließen die ROSAT-Beobachtungen keine eindeutige Aussage zu

WD-Nr.	Name	opt. $T_{\text{eff}} / \text{K}$	Einzelbeobachtungen mit ROSAT		ROSAT/EUVE Zählraten $\log m$	EUVE- Spektren m
			Typ	$T_{\text{eff}} / 10^3 \text{ K}$		
0131–164	GD 984	50000			–1.02	0.2
2357+296	PG 2357+296	49900	M	33.5 ± 7.5		
2124–224	RE J2127–22	49800			–0.92	
1819+580	RE J1820+58	49600	M	35.0 ± 0.8	–1.01	
0004+330	GD 2	49400			–2.76	0.1
1403–077	PG 1403-077	49300	H/M	43.7 ± 3.1		
1040+492	RE J1043+49	49200	H/M	43.4 ± 1.5	–2.18	
0037+312	GD 8	48700	M	39.3 ± 3.8		
2153–419	MCT 2153–4156	48200			–2.62	
1528+487	RE J1529+48	47700			–0.45	
2000–562	WD 2000–562	47200	M	29.0 ± 1.6	–0.85	
1029+537	RE J1032+53	46900	H/M	44.0 ± 1.6	–2.17	0.05
1740–706	RE J1746–70	46400			–2.06	
1711+668	RE J1711+66	46100			–1.53	
0548+000	GD 257	46000	M	39.2 ± 0.6	–2.77	
1010+064	PG 1010+064	45600	H	49.0 ± 3.5		
2321–549	RE J2324–54	45000	M	39.4 ± 1.3	–1.75	0.05
1631+781	RE J1629+780	44600	M	40.6 ± 1.3	–1.82	
2152–548	RE J2156–54	44300			–2.32	0.0
2004–605	RE J2009–60	44200	H	42.9 ± 1.1		0.0
0630–050	RE J0632–05	44100			–1.73	0.0
0715–703	RE J0715–70	43900	H	42.5 ± 1.5	–2.73	0.0
1057+719	PG 1057+719	41500				0.1
0346–011	GD 50	41200	M	35.4 ± 1.8	–1.49	He
1144+636	RE J1446+63	40500			–2.07	
2111+498	GD 394	39600	M	29.8 ± 2.3	–0.49	0.25
1109+244	Ton 061	39300			–2.68	
0136+251	PG 0136+251	39200	H	41.5 ± 2.5	–2.94	
1254+223	GD 153	38700	H/M	36.4 ± 1.7	–1.61	0.0
0838+035	RE J0841+03	38400			–2.89	0.0
2349+286	PG 2349+286	38100	H	31.5 ± 7.5		
1636+351	KUV 0433–03	36300	H	38.3 ± 1.8	–2.87	
0824+289	PG 0824+289	36000	H	37.2 ± 2.1	–2.74	
0050–332	GD 659	35800	H	35.1 ± 0.3	–1.72	0.0
0937+505	PG 0937+506	35600	–2.85			
1026+453	PG 1026+454	35000	H	34.4 ± 2.9	–1.69	

Stern scheint deshalb ein isoliertes Objekt zu sein, das getrennt von den metallreichen Weißen Zwergen mit höheren Effektivtemperaturen betrachtet werden muß.

5.4.4 Analyse von Sirius B

Die Bestimmung der fundamentalen Parameter Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung und visuelle Helligkeit des Weißen Zwergs im Sirius-Doppelsternsystem hat sich in der Vergangenheit als sehr schwierig erwiesen, da der Winkelabstand zu Sirius A, dem hellsten Fixstern am Himmel, zur Zeit nur etwa $10''$ beträgt. Dadurch ist das optische Spektrum von Sirius B durch Streulicht vom Begleiter kontaminiert. Der extrem-ultraviolette Spektralbereich ist hiervon nicht betroffen, da der Hauptstern dort nur einen geringen Energiefluß hat.

Zur Analyse des EUVE-Spektrums muß jedoch der Raumwinkel bekannt sein, um die Modellspektren skalieren zu können. Hierzu wurde ein IUE-Spektrum ($\lambda \approx 1150 \text{ \AA}$ bis 1950 \AA) von Sirius B, aufgenommen mit der kleinen Apertur von IUE, verwendet. Die kleine Apertur verhindert die Kontamination durch Sirius A, schwächt aber gleichzeitig das Licht von Sirius B. Für eine absolute Flußskala wurde daher das IUE-Spektrum auf das HST/GHRS-Spektrum ($\lambda \approx 1188 \text{ \AA}$ bis 1217.5 \AA) skaliert. Durch Vergleich des IUE-Spektrums mit einem Modellspektrum ließ sich dann der Raumwinkel von Sirius B bestimmen, unter der Annahme, daß das Modell die Beobachtung korrekt wiedergibt.

Das EUVE-Spektrum von Sirius B ist empfindlich gegenüber der Effektivtemperatur, der Schwerebeschleunigung und der interstellaren Absorption. Letztere ist sehr genau festgelegt, da sich aus dem Linienkern von Lyman-alpha im GHRS-Spektrum eine Säulendichte von $N(\text{H I}) = 3.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (A. Vidal-Madjar, priv. Komm.) ergibt. Für die Säulendichten von He I und He II werden die Mittelwerte $\text{He I/H I} = 0.068$ und $\text{He II/H I} = 0.052$ (siehe 6.2) verwendet, da im EUVE-Spektrum keine Spuren von Helium zu finden sind.

Eine gleichzeitige Bestimmung von Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung aus dem EUVE-Spektrum konnte nicht durchgeführt werden, da die Abhängigkeit des EUV-Flusses von $\log g$ nicht stark genug ist. Es wurde daher aus der Massenbestimmung von Gatewood & Gatewood (1978) – bestimmt aus dem dritten Keplerschen Gesetz – und der Masse-Radius-Beziehung von Wood (1994) die Schwerebeschleunigung auf $\log g = 8.7 \pm 0.1$ festgelegt. Damit ergibt sich aus dem EUVE-Spektrum eine Effektivtemperatur von $T_{\text{eff}} = 24800 \pm 100 \text{ K}$. In Abb. 5.28 ist dieses Modell mit der Beobachtung verglichen.

Der Raumwinkel für die beste Lösung ergibt zusammen mit dem Modellfluß bei $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ – ein Maß für die V-Helligkeit (Gl. 2.20) – eine scheinbare visuelle Helligkeit von $V = 8.46 \pm 0.02$. Verglichen mit dem Ergebnis von Holberg et al. (1998a), die ebenfalls EUVE- und IUE-Spektren verwendet haben, stimmt die Effektivtemperatur ($T_{\text{eff}} = 24790 \pm 100 \text{ K}$) gut überein, während es bei der visuellen Helligkeit eine leichte Abweichung gibt ($V = 8.56 \pm 0.05$).

Aus dem EUVE-Spektrum ergeben sich keine Hinweise auf photosphärische Absorber. Im GHRS-Spektrum können nur Resonanzlinien von Si II (1190.42 \AA , 1193.28 \AA) und N I (1199.55 \AA , 1200.22 \AA , 1200.71 \AA) identifiziert werden. Die Silizium-Linien sind interstellaren Ursprungs, da eine dritte Si II-Linie bei 1194.50 \AA mit einer Grundzustandsenergie von 0.04 eV fehlt. Wäre Si II photosphärische, dann wäre auch diese Linie sichtbar. In der interstellaren Materie kann sie dagegen nicht angeregt werden. Für die N I-Linien ist eben-

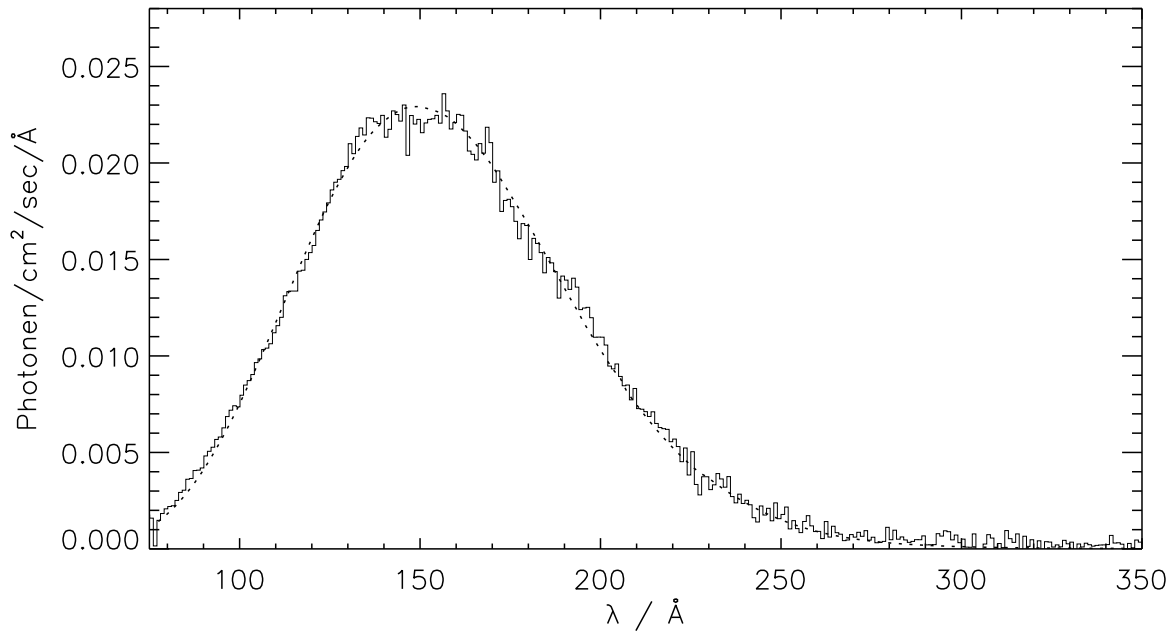


Abbildung 5.28: EUVE-Spektrum von Sirius B (Histogramm), verglichen mit einem reinen Wasserstoff-Modell mit $T_{\text{eff}} = 24800$ K, $\log g = 8.7$, $V = 8.46$, $N(\text{H I}) = 3.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.068$ und $\text{He II/H I} = 0.052$

Tabelle 5.5: Obere Grenzen für photosphärische Metalle bestimmt aus dem GHRS-Spektrum von Sirius B

C/H	N/H	Al/H	Si/H	S/H	Fe/H	Ni/H
$\leq 3 \cdot 10^{-5}$	$\leq 1 \cdot 10^{-5}$	$\leq 3 \cdot 10^{-7}$	$\leq 3 \cdot 10^{-9}$	$\leq 1 \cdot 10^{-7}$	$\leq 3 \cdot 10^{-6}$	$\leq 3 \cdot 10^{-5}$

falls der interstellare Ursprung wahrscheinlich, da der Strahlungsdruck nicht ausreicht, um Stickstoff in der Atmosphäre zu halten (Chayer et al. 1995b).

Tab. 5.5 enthält eine Liste mit oberen Grenzen für die photosphärischen Häufigkeiten von einigen Elementen (bestimmt von D. Koester). Diese Werte liegen alle oberhalb der Vorhersagen von Chayer et al. (1995b).

5.5 Diskussion

Die Analyse der ultravioletten und extrem-ultravioletten Spektren von G 191-B2B hat gezeigt, daß die Opazität in beiden Spektralbereichen im wesentlichen von denselben Elementen bestimmt wird, wobei im EUV Eisen und Nickel am wichtigsten sind. Dies ist in Übereinstimmung mit der Analyse von optischen, IUE- und EUVE-Spektren durch Lanz et al. (1996).

Eine homogene Elementverteilung in der Atmosphäre kann jedoch das extrem-ultraviolette Spektrum bei $\lambda < 230 \text{ \AA}$ nicht reproduzieren. Zur Verbesserung der Modellanpassung haben Barstow & Hubeny (1998) deshalb eine Schichtung von Wasserstoff und Helium vorgeschlagen, während Barstow et al. (1999) mit einer durch Ausprobieren gefundenen Verteilung von Eisen das beobachtete Spektrum reproduzieren konnten. Für ihr Modell verwenden Barstow et al. eine Stufenfunktion für die Eisen-Häufigkeit, wobei das beste Modell außen eine geringere Häufigkeit als innen aufweist. Dies wird von Barstow et al. auf Massenverlust zurückgeführt.

Die Analyse mit selbstkonsistenten Diffusionsmodellen zeigt jedoch, daß eine solche Elementschichtung allein durch das Zusammenwirken von selektivem Strahlungsdruck und Gravitation entsteht, ohne daß weitere physikalische Prozesse wie z. B. Massenverlust beteiligt sein müssen.

Mit dem Diffusionsmodell können außerdem die ultravioletten Eisen- und Nickel-Linien reproduziert werden. Die Übereinstimmung zwischen dem UV und dem EUV zeigt, daß diese Elemente tatsächlich durch radiativen Auftrieb in der Atmosphäre gehalten werden. Dieses Resultat ist wichtig, da für einige Weiße Zwerge auch andere Mechanismen wie Massenverlust und Akkretion diskutiert werden (s. u.). Im Fall von Eisen und Nickel bei G 191-B2B sind solche Prozesse nicht notwendig.

Das Ergebnis ist auch in Übereinstimmung mit den Resultaten von Unglaub & Bues (1998). Die Autoren haben den Einfluß von Massenverlust auf die Elementverteilung untersucht und Massenverlust als Erklärung für die Helium-Häufigkeiten in Weißen Zwergen vom Spektraltyp DAO vorgeschlagen. Unterhalb von $T_{\text{eff}} \approx 60000 \text{ K}$ sollte die Massenverlustrate nach ihren Abschätzungen so gering werden, daß die Elementschichtung aufgrund des radiativen Auftriebs nicht gestört wird. Die Reproduktion des EUVE-Spektrums von G 191-B2B mit selbstkonsistenten Diffusionsrechnungen bestätigt diese Vorhersage, da Massenverlust die Ausbildung einer Elementschichtung wie in den Modellen verhindern würde.

Die weitgehende Reproduktion des EUVE-Spektrums von G 191-B2B mit den homogenen Häufigkeiten aus den ultravioletten Spektren ermöglichte die Analyse der EUVE-Spektren von anderen DA Weißen Zwergen, wobei Metallizitäten relativ zu G 191-B2B bestimmt wurden. Von den hier untersuchten Objekten haben insgesamt sechs ähnliche oder höhere Metallizitäten als der Referenzstern. Diese Weißen Zwerge haben Effektivtemperaturen größer als 56000 K . Daneben wurden sechs Objekte bei $T_{\text{eff}} \geq 50000 \text{ K}$ gefunden, die geringere Metallizitäten als G 191-B2B aufweisen. Für diese Sterne kann GD 246 als Prototyp angesehen werden. Objekte mit reinen Wasserstoff-Atmosphären konnten nur bei Effektivtemperaturen unterhalb von $\approx 50000 \text{ K}$ gefunden werden. Der einzige Weiße Zwerg mit zusätzlichen EUV-Absorbern in diesem Temperaturbereich ist GD 394 ($T_{\text{eff}} = 39400 \text{ K}$); der heißeste Weiße Zwerg mit einer reinen Wasserstoffatmosphäre ist HZ 43A ($T_{\text{eff}} = 50800 \text{ K}$). In Tab. 5.6 befindet sich eine Zusammenfassung der Parameter für die drei Gruppen im EUVE-Ensemble.

Die gefundene Abhängigkeit der Metallizität von der Effektivtemperatur bestätigt und präzisiert frühere Untersuchungen. Die ROSAT-Beobachtungen (Kap. 4; Barstow et al. 1993a, b, Jordan et al. 1994, Wolff 1994, Jordan et al. 1996, Wolff et al. 1996, Marsh et al. 1997b) ergaben ein Fehlen von Weißen Zwergen mit reinen Wasserstoff-Atmosphären bei $T_{\text{eff}} > 50000 \text{ K}$, was mit den EUVE-Ergebnissen übereinstimmt. Dagegen konnte

Tabelle 5.6: Parameter des EUVE-Ensembles. Für jede Gruppe ist der Bereich der Effektivtemperaturen und der Metallizitäten der Gruppenmitglieder aufgeführt

Gruppe	$T_{\text{eff}} / \text{K}$	Metallizität
G 191-B2B	56000–66000	0.75–4.0
GD 246	50000–64000	0.2–0.4
Reine H-Atm.	≤ 50000	≤ 0.05

nicht bestätigt werden, daß bei $T_{\text{eff}} \approx 40000 \text{ K}$ bis 50000 K neben Objekten mit reinen Wasserstoff-Atmosphären auch eine nennenswerte Anzahl an Objekten mit zusätzlichen EUV-Absorbern existiert. Finley (1996) und Barstow et al. (1997a) hatten bereits darauf hingewiesen, daß die EUVE-Beobachtungen auf das weitgehende Fehlen von zusätzlichen Absorbern in diesem Temperaturbereich hindeuten. Durch die große Anzahl an spektroskopischen EUVE-Beobachtungen bei $T_{\text{eff}} \approx 40000 \text{ K}$ bis 50000 K in dieser Arbeit kann nun das Vorhandensein von EUV-Absorbern praktisch ausgeschlossen werden.

Die EUV-Opazität in den Objekten der G 191-B2B- und der GD 246-Gruppe wird von Eisen und Nickel dominiert. Dementsprechend ist der Metallizitätsindex in erster Linie ein Maß für die Häufigkeit dieser Elemente. Mit den Beziehungen $\text{Fe}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-6} \cdot m$ und $\text{Ni}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6} \cdot m$ läßt sich die Metallizität in entsprechende Häufigkeiten umrechnen. Diese kann mit den Häufigkeitsbestimmungen aus ultravioletten Spektren verglichen werden, die für vier Weiße Zwerge aus der G 191-B2B-Gruppe (G 191-B2B, Feige 24, RE J0623–37 und RE J2214–49) existieren.

Hierbei ergibt sich jedoch die Schwierigkeit, daß nur G 191-B2B mit HST beobachtet wurde, während für die anderen Objekte nur IUE-Spektren vorhanden sind. Hier erweist sich das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis als Schwierigkeit. So sind die mit IUE bestimmten Eisen-Häufigkeiten von G 191-B2B teilweise um einen Faktor zehn größer als mit HST (vgl. Holberg et al. 1994, Vidal-Madjar et al. 1994). Mit den IUE-Spektren konnte aber dennoch gezeigt werden, daß Eisen und Nickel in RE J0623–37 und RE J2214–49 höhere Häufigkeiten haben als in G 191-B2B (Holberg et al. 1993, 1994 und Werner & Dreizler 1994), wie es sich aus der Metallizitätsanalyse ergibt.

Die sorgfältigste Analyse der IUE-Spektren von Weißen Zwergen stammt von Holberg et al. (1998b). Die Autoren haben die aktuelle Kalibration verwendet, Mehrfachbeobachtungen desselben Sterns aufaddiert und Äquivalentbreiten für die identifizierten Linien bestimmt. Mit den Häufigkeiten aus der EUVE-Analyse lassen sich ebenfalls Äquivalentbreiten für die ultravioletten Linien von Eisen und Nickel bestimmen. Diese stimmen mit den gemessenen Werten weitgehend überein. Die Größenordnung der Häufigkeiten und die höheren Häufigkeiten von RE J0623–37 und RE J2214–49 können mit den IUE-Spektren bestätigt werden.

Die Analyse von G 191-B2B mit selbstkonsistenten Diffusionsrechnungen hat gezeigt, daß bei diesem Weißen Zwerg die Existenz von Eisen und Nickel in der Photosphäre durch Diffusion in Verbindung mit selektivem Strahlungsdruck erklärt werden kann. Für andere DA Weiße Zwerge wurden vergleichbare Rechnungen bisher nicht durchgeführt. Es gibt

jedoch Vorhersagen für homogene Häufigkeiten (z.B. Chayer et al. 1995b), die im Fall von G 191-B2B ebenfalls mit der HST-Analyse übereinstimmen.

Die Diffusionsrechnungen sagen für Eisen voraus, daß bei einer Schwerebeschleunigung von $\log g = 8$ oberhalb einer Effektivtemperatur von etwa 50000 K der radiative Auftrieb groß genug ist, damit dieses Element in der Atmosphäre gehalten werden kann. Bei größeren Schwerebeschleunigungen verschiebt sich diese Grenze zu höheren Temperaturen, bei kleinerem $\log g$ zu niedrigerem T_{eff} . Oberhalb der Grenze nehmen die Häufigkeiten mit wachsender Effektivtemperatur und sinkender Schwerebeschleunigung zu.

In Abb. 5.29 sind die Eisen-Häufigkeiten entsprechend der Metallizität aus der EUVE-Analyse in Abhängigkeit von T_{eff} und $\log g$ dargestellt und mit den Vorhersagen von Chayer et al. (1995b) verglichen. Hierbei spiegelt die Verteilung der Weiße Zwerge im Diagramm den Entwicklungsweg von hohen Effektivtemperaturen und geringen Schwerebeschleunigungen zu niedrigen Temperaturen und hohen Schwerebeschleunigungen wieder, wodurch sich im linken unteren Teil der Abbildung keine Objekte befinden.

Das Diagramm zeigt die generelle Übereinstimmung mit der Vorhersage, daß Eisen oberhalb von $T_{\text{eff}} \approx 50000$ K in der Photosphäre auftritt. Außerdem nimmt die Häufigkeit entlang des Entwicklungswegs ab, wie es aus der Abhängigkeit von T_{eff} und $\log g$ zu erwarten ist. Zwei Sterne weichen jedoch deutlich von den vorhergesagten Häufigkeiten ab. Es sind dies MCT 2331–4731 mit $T_{\text{eff}} = 55800$ K und $\log g = 8.07$, der eine zu hohe Häufigkeit für die hohe Schwerebeschleunigung aufweist, und GD 394 mit $T_{\text{eff}} = 39600$ K und $\log g = 7.94$, der deutlich außerhalb des Bereichs liegt, in dem Eisen ausreichend radiativ beschleunigt wird.

Die Objekte aus der GD 246-Gruppe liegen in der Abbildung fast auf der Konturlinie für $\text{Fe}/\text{H} = -5.5$. Die Verteilung der Gruppenmitglieder über einen Temperaturbereich von 50000 K bis 64000 K bei gleichbleibender Metallizität ist durch unterschiedliches $\log g$ erklärbar. Außerdem liegen diese Objekte auf der Abkühlsequenz zeitlich nach der G 191-B2B-Gruppe, d. h., die Weißen Zwerge aus der GD 246-Gruppe scheinen sich aus den Objekten mit höheren Häufigkeiten in der G 191-B2B-Gruppe entwickelt zu haben.

Gegen diese Interpretation spricht nur die Position von MCT 2331–4731. Ein ähnliches Objekt ist LB 335, wie die Zählratenergebnisse in Abschnitt 4.5 (siehe Abb. 4.4) zeigen. Möglicherweise wirken hier neben Strahlungsdruck noch andere Mechanismen (s. u.).

In Abb. 5.30 sind die Eisen-Häufigkeiten für die G 191-B2B- und GD 246-Gruppen detaillierter mit den Vorhersagen von Chayer et al. (1995b) verglichen. Für diese Abbildung wurden diejenigen Rechnungen von Chayer et al. verwendet, bei denen die Atmosphärenstruktur mit einer vorgegebenen Mischung an schweren Elementen berechnet wurde. Diese Rechnungen sollten die beste Übereinstimmung mit den Beobachtungen ergeben. Für Abb. 5.29 wurden dagegen die Rechnungen mit einer reinen Wasserstoff-Atmosphäre verwendet, da nur diese über den gesamten T_{eff} - und $\log g$ -Bereich vorliegen.

In Abb. 5.30 sind die vorhergesagten Häufigkeiten für $\log g = 7.5$ dargestellt (durchgezogene Linie). Um die beobachteten Häufigkeiten für Sterne mit verschiedenen Schwerebeschleunigungen mit dieser Kurve vergleichen zu können, wurden die Beobachtungswerte n_{beo} umgerechnet: $n_{\text{abb}} = n_{\text{beo}} - n_{\text{th}} + n(\log g = 7.5)$. Hierbei bezeichnet n_{th} die Vorhersage für die Schwerebeschleunigung (und die Effektivtemperatur) des Sterns und $n(\log g = 7.5)$ den Modellwert für $\log g = 7.5$. Der absolute Wert in Abb. 5.30 hat keine Bedeutung, sondern nur die Differenz zu der Kurve mit $\log g = 7.5$.

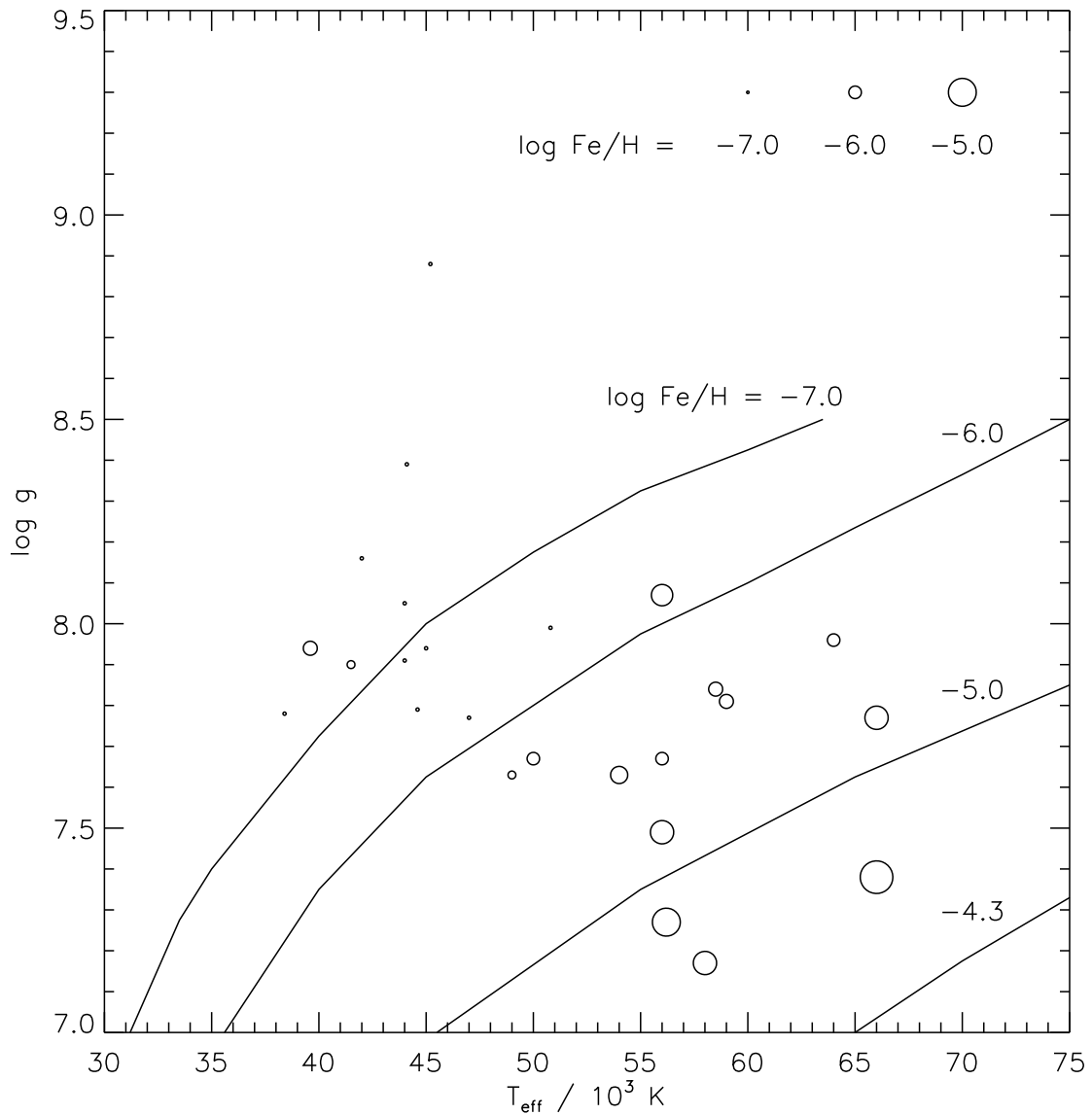


Abbildung 5.29: Abhängigkeit der Eisen-Häufigkeit entsprechend der EUVE-Analyse von der Effektivtemperatur und der Schwerebeschleunigung. Die Kreisgröße entspricht der jeweiligen Häufigkeit. Die Konturlinien geben die vorhergesagten Eisen-Häufigkeiten nach Abb. 8 aus dem Artikel von Chayer et al. (1995b) wieder

Wie die Abbildung zeigt, stimmen die meisten Werte gut überein. Die deutlichste Abweichung ist bei MCT 2331–4731 zu sehen, weitere treten bei GD 984, PG 1234+482 und Feige 24 auf. Die Abweichungen bei einigen Objekten könnten Hinweise darauf sein, daß neben Diffusion und Strahlungsdruck auch andere physikalische Mechanismen wirksam sind. Diese Folgerung wurde ebenfalls von Chayer et al. (1995a) aus der Untersuchung von Häufigkeitsbestimmungen mit ultravioletten Spektren für verschiedene Elemente gezogen.

In diesem Zusammenhang ist die Sonderrolle von GD 394 interessant, auf die bereits

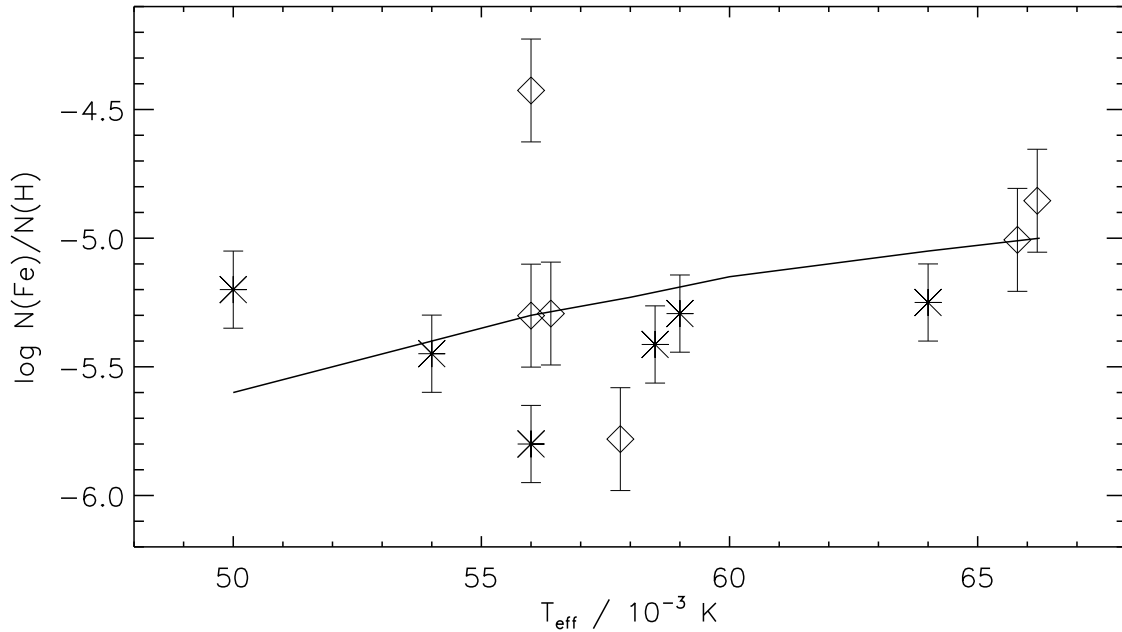


Abbildung 5.30: Vergleich der Eisen-Häufigkeit entsprechend der EUVE-Analyse mit den Vorhersagen der Dissusionstheorie (durchgezogene Linie, nach Abb. 9 aus Chayer et al. 1995b für $\log g = 7.5$). Die Objekte der GD 246-Gruppe (GD 984, PG 1123+189, PG 1234+482, Lanning 23, GD 246 und MCT 0027–6341) sind mit Sternen gekennzeichnet, die der G 191-B2B-Gruppe (MCT 2331–4731, RE J0623–37, G 191-B2B, Feige 24, MCT 0455–2812 und RE J2214–49) mit Rauten. Für die Effektivtemperaturen wurden die Werte aus der EUVE-Analyse verwendet (Tab. 5.3). Die Eisen-Häufigkeiten wurde so bestimmt, daß die Differenz zwischen dem Wert in der Abbildung und dem vorhergesagten Wert für $\log g = 7.5$ der Differenz zwischen dem beobachteten Wert und der Vorhersage für die tatsächliche Schwerebeschleunigung des Sterns entspricht. Die absoluten Häufigkeitswerte in dieser Abbildung haben keine Bedeutung. Typische Fehler für die Häufigkeiten betragen ± 0.15 dex bei der GD 246-Gruppe und ± 0.2 dex bei der G 191-B2B-Gruppe

in Abschnitt 5.4.3 hingewiesen wurde. Die Besonderheit dieses Sterns macht es unwahrscheinlich, daß hier ebenfalls Eisen den wichtigsten Beitrag zur EUV-Opazität leistet. Es müssen andere Elemente für die EUV-Opazität wichtig sein und/oder es muß anstatt des Strahlungsdrucks ein anderer physikalischer Prozeß wirksam sein: Es erscheint äußerst unwahrscheinlich, daß radiativer Auftrieb bei $T_{\text{eff}} > 50000 \text{ K}$ die Eisen-Häufigkeit bestimmt, unterhalb dieser Temperatur nicht, und dann bei $T_{\text{eff}} \approx 40000 \text{ K}$ wieder wichtig wird. Wenn Eisen nicht die Ursache der EUV-Opazität bei GD 394 ist, dann könnten dies Stickstoff und Sauerstoff sein, wie von Barstow et al. (1996b) vorgeschlagen. Allerdings sind die vorhergesagten Häufigkeiten von Chayer et al. (1995b) um einen Faktor zehn zu niedrig.

Holberg et al. (1997) haben einen weiteren Weißen Zwerg mit einer niedrigen Effektivtemperatur und photosphärischen Metallen gefunden. Dieser Stern (RE J1614–08) hat $T_{\text{eff}} = 38500 \text{ K}$ und $\log g = 7.85$. Im Gegensatz zu GD 394 ist jedoch Stickstoff und nicht

Silizium das häufigste Element: Holberg et al. haben aus GHRS-Spektren $C/H = 5 \cdot 10^{-7}$, $N/H = 2.5 \cdot 10^{-4}$ und $Si/H = 1 \cdot 10^{-8}$ bestimmt. Damit weicht die chemischen Zusammensetzung von RE J1614–08 deutlich von der von GD 394 ab, obwohl beide Sterne ähnliche Effektivtemperaturen und Schwerebeschleunigungen aufweisen. Zusammen mit der Lücke an photosphärischen Metallen bei $T_{\text{eff}} \approx 40000 \text{ K}$ bis 50000 K ist es daher wahrscheinlich, daß radiativer Auftrieb nicht der entscheidende Prozeß für die photosphärischen Häufigkeiten in diesen beiden Sternen ist.

Die Natur der möglichen anderen Mechanismen ist allerdings rätselhaft. Chayer et al. (1997) haben den Einfluß von konstantem Massenverlust und konstanter Akkretion auf die Silizium-Häufigkeit in einem DA Weißen Zwerg mit $T_{\text{eff}} = 60000 \text{ K}$ und $\log g = 7.36$ ($M = 0.5 M_{\odot}$) untersucht. Sie fanden, daß starker Massenverlust ($\dot{M} = 5 \cdot 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) oder schwache Akkretion ($\dot{M} = 5 \cdot 10^{-16} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) eine Überhäufigkeit von Silizium hervorrufen, während mittelstarker Massenverlust ($\dot{M} = 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) eine Atmosphäre ohne Silizium ergibt. Vergleichbare Rechnungen für Eisen oder andere Elemente existieren bisher nicht, allerdings dürften die wesentlichen Resultate ähnlich sein. Dann könnten die Abweichungen bei einigen Objekten der G 191-B2B- und GD 246-Gruppen und die Häufigkeiten bei GD 394 und RE J1614–08 durch Massenverlust oder Akkretion erklärt werden. Es ist allerdings rätselhaft, warum ein Mechanismus wie Massenverlust bei einigen Objekten auftritt, bei anderen – wie G 191-B2B – jedoch nicht.

Für die Folgerungen aus dem Vergleich zwischen beobachteten und vorhergesagten Häufigkeiten ist noch zu beachten, daß viele DA Weiße Zwerge durch Himmelsdurchmusterungen im EUV-Bereich entdeckt wurden, wobei Weiße Zwerge mit wenigen Absorbern bevorzugt werden. Es ist daher anzunehmen, daß sich einige Objekte mit extrem hohen EUV-Opazitäten nicht in dem untersuchten Ensemble befinden. Für den Bereich von $T_{\text{eff}} = 50000 \text{ K}$ bis 66000 K ist dies jedoch unwahrscheinlich, da hier die Mehrzahl der Weißen Zwerge (11 von 13) auf andere Art entdeckt wurden. Dagegen dürfte die geringe bekannte Anzahl an DA Weißen Zwergen oberhalb dieses Temperaturbereichs auch damit zusammenhängen, daß hier die starke EUV-Opazität eine Entdeckung verhindert.

Im Bereich von $T_{\text{eff}} = 40000 \text{ K}$ bis 50000 K sind in dem untersuchten Ensemble fast ausschließlich ROSAT-Entdeckungen vorhanden. Allerdings sollten Objekte mit einer EUV-Opazität wie GD 394 trotzdem entdeckt worden sein.

Eine weitere Unsicherheit betrifft die verwendeten Atomdaten. Chayer et al. (1995b) haben für ihre Berechnungen die TOPBASE-Datenbank verwendet, die jedoch nicht die Feinstruktur von Eisen berücksichtigt. Wie von Chayer et al. (1994) unter Verwendung der Atomdaten von Kurucz (1991) gezeigt wurde, können die vorhergesagten Häufigkeiten um einen Faktor acht höher sein, wenn die Feinstruktur nicht ignoriert wird. In diesem Fall wären alle gemessenen Eisen-Häufigkeiten geringer als die aufgrund des Strahlungsdrucks zu erwartenden Werte. Der Erfolg der selbstkonsistenten Diffusionsrechnungen bei G 191-B2B – berechnet unter Berücksichtigung der Feinstruktur von Eisen – macht einen Effekt in dieser Größenordnung jedoch unwahrscheinlich.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß durch die Analyse von G 191-B2B und anderen DA Weißen Zwergen bei $T_{\text{eff}} > 50000 \text{ K}$ gezeigt wurde, daß bei diesen Effektivtemperaturen die photosphärischen Häufigkeiten von Eisen und Nickel hauptsächlich durch selektiven Strahlungsdruck bestimmt werden. Für die Abweichungen bei einigen Objekten und zur Erklärung der Häufigkeiten bei niedrigeren Temperaturen können dagegen auch

andere Mechanismen wichtig sein.

Kapitel 6

Wasserstoff und Helium im lokalen interstellaren Medium

6.1 Analyse der Beobachtungen

Die EUVE-Spektren der Weißen Zwerge lassen sich entsprechend der Sichtbarkeit der interstellaren Helium-Merkmale in drei Gruppen einteilen:

1. Die He I-Kante (504 \AA) sowie eventuell die He II-Kante (228 \AA) und das He I-Autoionisationsfeature (206 \AA) sind beobachtbar.
2. Es sind nur die spektralen Helium-Merkmale bei kurzen Wellenlängen sichtbar, nicht jedoch die He I-Kante.
3. Es sind keine interstellaren Merkmale von Helium vorhanden.

In Tab. A.2 befindet sich eine Liste mit den verwendeten Beobachtungen und Angaben über die sichtbaren Helium-Merkmale.

Der Grund für die unterschiedliche Sichtbarkeit des interstellaren Heliums liegt in der unterschiedlichen Höhe der Säulendichte des neutralen Wasserstoffs ($N(\text{H I})$). Die He I-Kante kann nur bei einer niedrigen H I-Säulendichte beobachtet werden. Da dann gleichzeitig auch die Säulendichten von He I und He II ($N(\text{He I})$ und $N(\text{He II})$) niedrig sind, sind die Helium-Merkmale bei 228 \AA und 206 \AA häufig zu schwach. Bei etwas höheren $N(\text{H I})$ -Werten ($N(\text{H I}) \gtrsim 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) wird der stellare Fluß bei 504 \AA bereits vollständig durch interstellaren Wasserstoff absorbiert. Dann sind jedoch in der Regel $N(\text{He I})$ und $N(\text{He II})$ groß genug, damit die He II-Kante und das He I-Autoionisationsfeature sichtbar werden. Bei H I-Säulendichten oberhalb von etwa $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ wird schließlich der Sternfluß so stark absorbiert, daß interstellares Helium nicht mehr beobachtet werden kann. Bei der Analyse der EUVE-Spektren wurden diese drei Gruppen unterschiedlich behandelt.

Der erste Schritt war in allen Fällen die Reproduktion des stellaren Flusses. Bei den Weißen Zwergen mit reinen Wasserstoff-Atmosphären genügt hierfür die Kenntnis von Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung. Diese beiden Parameter ergeben sich aus den photosphärischen Balmer-Linien von Wasserstoff (Finley et al. 1997).

Neben Objekten mit reinen Wasserstoff-Atmosphären wurden auch drei Weiße Zwerge aus der GD 246-Gruppe und drei aus der G 191-B2B-Gruppe analysiert. Hierbei wurde

die chemische Zusammensetzung entsprechend der Analyse in Kap. 5 gewählt. Bei den drei Objekten aus der GD 246-Gruppe können die Helium-Merkmale bei 206 Å und 228 Å trotz der Kontamination durch photosphärische Metalle beobachtet werden. Dagegen ist bei den drei G 191-B2B-Objekten wegen der niedrigen HI-Säulendichte die 504 Å-Kante sichtbar, während die anderen Helium-Merkmale im Bereich der starken photosphärischen Absorption liegen. Bei allen anderen Objekten aus diesen beiden Gruppen ist $N(\text{HI})$ so groß, daß die Bestimmung von $N(\text{HI})$, $N(\text{He I})$ und $N(\text{He II})$ nicht voneinander getrennt werden konnte.

Für die Analyse wurde das synthetische Spektrum des Weißen Zwergs mit Hilfe der visuellen Helligkeit skaliert (siehe 2.3). Bei den drei Objekten in engen Doppelsternsystemen (HD 15638, HD 33959C, IK Peg) dienten die Raumwinkelangaben von Barstow et al. (1994a, b) zur Skalierung, da die visuellen Helligkeiten der Weißen Zwerge in diesen Systemen nicht bekannt sind.

Die Wirkung der interstellaren Absorption von Wasserstoff und Helium auf das Modellspektrum ergibt sich aus dem Modell von Rumph et al. (1994, siehe 2.3). Die Säulendichten wurden mit Hilfe der χ^2 -Methode bestimmt, wobei jeweils ein einzelnes spektrales Helium-Merkmal angepaßt wurde und nicht alle drei Parameter ($N(\text{HI})$, $N(\text{He I})$ und $N(\text{He II})$) gleichzeitig. Diese Vorgehensweise bewirkt, daß die Säulendichten vor allem durch die Stärke der Kanten bestimmt werden und daß der Einfluß der Steigung des Kontinuums gering ist. Wenn der gesamte EUVE-Spektralbereich verwendet wird, bestimmt vor allem diese Steigung den Wert der Säulendichten.

Im einzelnen wurde folgendermaßen vorgegangen: Bei den Objekten aus Gruppe 1 (504 Å-Kante sichtbar) wurde zuerst $N(\text{HI})$ über den Fluß direkt oberhalb der He I-Kante bestimmt. Danach wurde aus der Stärke der Kante die He I-Säulendichte ermittelt, wobei $N(\text{HI})$ konstant gehalten wurde. Der Fluß unterhalb der Kante diente schließlich dazu, die HI-Säulendichte genauer zu bestimmen, wobei $N(\text{He I})$ fest blieb. Wenn die He II-Kante sichtbar ist, konnte auch $N(\text{He II})$ ermittelt werden; andernfalls ergaben sich hierfür nur obere Grenzen. Das He I-Autoionisationsfeature ist dagegen in allen Spektren nur schwach oder gar nicht sichtbar, so daß es zur Bestimmung von $N(\text{He I})$ bei den Objekten aus Gruppe 1 nicht verwendet wurde.

Die Unsicherheiten für die Säulendichten ergaben sich aus den 1σ -Fehlern der χ^2 -Analyse. Hinzu kamen die Fehler, die durch die Unsicherheiten in Effektivtemperatur und visueller Helligkeit verursacht wurden. Diese bewirken bei den meisten Objekten größere Unsicherheiten als die rein statistische Analyse.

Bei den Weißen Zwergen aus Gruppe 2 wurde zuerst $N(\text{HI})$ oberhalb der He II-Kante abgeschätzt. Danach wurde $N(\text{He II})$ bestimmt und anschließend simultan $N(\text{He I})$ und $N(\text{HI})$. Die gleichzeitige Variation von HI und He I ist wichtig, da der Kontinuumsfluß unterhalb von 504 Å sowohl von der HI-Kante als auch von der He I-Kante abhängt. Die Unsicherheiten für die Säulendichten ergaben sich wieder aus den 1σ -Fehlern und den Unsicherheiten in Effektivtemperatur und visueller Helligkeit.

Bei den Objekten aus Gruppe 3 können keine Helium-Säulendichten bestimmt werden. Hier wurden für He I/HI und He II/HI die Mittelwerte aus den vorherigen Ergebnissen verwendet (siehe Abschnitt 6.2) und damit die HI-Säulendichte bestimmt. Für den Fehler von $N(\text{HI})$ wurde neben den Unsicherheiten in T_{eff} und V auch die Standardabweichung von He I/HI und He II/HI berücksichtigt.

In Anhang D sind für alle Objekte die besten Anpassungen an die beobachteten Spektren abgebildet.

6.2 Ergebnisse

Tab. 6.1 enthält eine Übersicht über die Ergebnisse für die interstellaren Säulendichten: Neben $N(\text{H I})$ sind die Verhältnisse $N(\text{He I})/N(\text{H I})$ und $N(\text{He II})/N(\text{H I})$ aufgelistet. Außerdem sind die galaktischen Koordinaten der Objekte und deren Entfernungen angegeben. Für acht Weiße Zwerge (Feige 24, G 191-B2B, Sirius B, HZ 43A, CD $-38^\circ 10980$, IK Peg, HD 15638, HD 33959C) konnten für die Entfernungsangabe Parallaxenmessungen verwendet werden (ESA 1997, van Altena 1998). Bei allen anderen wurden die Entfernungen aus der gemessenen scheinbaren visuellen (m_V) und der absoluten Helligkeit (M_V) berechnet: $m_V - M_V = 5 \log d - 5$. Die absolute Helligkeit wurde hierfür aus T_{eff} und $\log g$ und den Entwicklungsrechnungen von Wood (1994) für „dicke“ Schichten ($M_{\text{H}} = 10^{-4} M_\star$ und $M_{\text{He}} = 10^{-2} M_\star$ für die Massen der äußeren Wasserstoff- und Helium-Schichten) berechnet. Die Unsicherheiten in m_V , T_{eff} und $\log g$ ergeben typischerweise relative Fehler von weniger als 10 % für die Entfernung, bei einigen Objekten jedoch auch bis 30 %. Die Entfernungsbestimmung aus den Parallaxen resultiert in relativen Fehlern von 2 % bis 40 %.

Bei G 191-B2B und HZ 43A gibt es Diskrepanzen zwischen den bodengebundenen und den mit Hipparcos bestimmten Parallaxen. In dieser Arbeit wird für G 191-B2B die bodengebunden bestimmte Parallaxe verwendet, was einer Entfernung von 43 pc entspricht, da diese besser mit der Masse-Radius-Relation übereinstimmt (Vauclair et al. 1997). Die Hipparcos-Parallaxe entspricht 69 pc. Für HZ43A wurde ebenfalls der bodengebundene Wert benutzt, weil dieser besser der Entfernung nach den Wood-Rechnungen entspricht (55 pc; Hipparcos: 32 pc). Für HZ 43A gibt es möglicherweise Probleme bei der Interpretation der Hipparcos-Daten in engen Doppelsternsystemen (Vauclair et al. 1997).

Bei MCT 0455–2812 wurde die Effektivtemperatur aus der EUVE-Analyse verwendet, da sich das EUV-Spektrum mit der optisch bestimmten Temperatur nicht reproduzieren läßt (siehe 5.4.2). Mit letzterem Wert verringert sich die Entfernung von 123 pc auf 113 pc. Bei HD 33959C ist die Hipparcos-Parallaxe mit 25 pc niedriger als der Wert, der sich aus der für die Analyse verwendeten Skalierung ergibt ($d \geq 87$ pc, Barstow et al. 1994a). Dieser Stern wurde deshalb bei der weiteren Analyse nicht verwendet.

Detailliertere Angaben über die Analysenergebnisse befinden sich in Tab. B.1, Tab. B.2 und Tab. B.3. Hier sind für jeden Stern die Effektivtemperaturen und visuellen Helligkeiten, die für die Analyse verwendet wurden, inklusive der Fehler aufgelistet. Für die Säulendichten von H I, He I und He II sind untere und obere Grenzen angegeben. Die Grenzen berechnen sich aus den statistischen Fehlern und den Unsicherheiten in T_{eff} und V . Zum Vergleich sind außerdem die Ergebnisse für interstellare Säulendichten, die andere Autoren aus der Analyse von EUVE-Spektren gewonnen haben, angegeben.

Die Literaturwerte für $N(\text{H I})$, $N(\text{He I})$ und $N(\text{He II})$ stimmen bei den meisten Objekten mit den hier bestimmten Werten überein. Bei einigen Weißen Zwergen treten jedoch Abweichungen auf, die sich durch Unterschiede in der verwendeten Analysemethode erklären lassen. Zum Beispiel geben Barstow et al. (1997a) für RE J0715–70, CD $-38^\circ 10980$ und Lanning 18 untere Grenzen von $N(\text{H I}) = 0$ an. Dieser Wert kommt dadurch zustan-

Tabelle 6.1: Interstellare Säulendichte für H I, He I und He II. Für jeden Stern sind die galaktischen Koordinaten, die Entfernung und die Ergebnisse aus der Analyse der EUVE-Spektren aufgelistet. Für Sirius B wurde die Wasserstoff-Säulendichte aus dem Lyman-alpha-Kern von A. Vidal-Madjar mit HST GHRS-Spektren bestimmt (private Mitteilung)

WD-Nr.	Name	$l/^{\circ}$	$b/^{\circ}$	d/pc	$N(\text{H I})/10^{17} \text{ cm}^{-2}$	He I/H I	He II/H I
0004+330	GD 2	112.48	-28.69	112	824.1		
0050-332	GD 659	299.13	-84.10	70	32.1	0.082	0.050
0226-615	HD 15638	284.20	-52.16	199	171.8		
0232+035	Feige 24	165.97	-50.27	74	27.2	0.056	≤ 0.200
0455-282	MCT 0455-2812	229.30	-36.17	123	13.2	0.063	≤ 0.150
0501+527	G 191-B2B	155.95	+7.10	43	20.5	0.071	≤ 0.200
0509-007	RE J0512-00	201.69	-22.29	103	46.4	0.139	0.078
0512+326	HD 33959C	173.30	-3.35	25	73.5		
0549+158	GD 71	192.03	-5.34	56	6.4	0.102	0.046
0630-050	RE J0632-05	215.38	-6.43	124	300.6		
0642-166	Sirius B	227.22	-8.88	2.6	3.4	≤ 0.090	≤ 0.400
0715-703	RE J0715-70	281.62	-23.50	88	217.8		
0721-276	RE J0723-27	241.19	-5.93	106	10.0	0.128	0.191
1029+537	RE J1032+53	157.52	+53.24	125	55.1	0.076	0.048
1057+719	PG 1057+719	134.48	+42.92	120	206.5		
1123+189	PG 1123+189	231.90	+68.70	135	119.1	0.093	0.028
1234+482	PG 1234+482	129.81	+69.01	150	116.7	0.081	0.036
1254+223	GD 153	317.25	+84.75	75	7.9	0.062	≤ 0.052
1314+293	HZ 43A	54.10	+84.16	65	8.9	0.064	0.040
1543-366	RE J1546-36	337.83	+13.93	91	503.5		
1620-391	CD -38°10980	341.53	+7.25	13	80.2		
1631+781	RE J1629+78	111.30	+33.58	63	278.6		
1658+440	PG 1658+440	69.12	+38.05	23	28.8	0.005	0.082
1740-706	RE J1746-70	322.77	-20.33	119	173.8		
1845+019	Lanning 18	34.24	+1.74	43	29.5	0.076	0.033
2004-605	RE J2009-60	336.58	-32.86	60	123.9	0.091	0.050
2020-425	MCT 2020-4234	358.35	-34.46	71	≥ 50.0		
2124+191	IK Peg	70.43	-21.98	46	34.7	0.024	0.019
2152-548	RE J2156-54	339.73	-48.06	111	69.7	0.065	0.059
2247+583	Lanning 23	107.64	-0.64	126	779.8		
2309+105	GD 246	87.25	-45.11	76	179.9	0.054	0.026
2321-549	RE J2324-54	326.91	-58.21	147	47.4	0.167	0.100

de, daß die Autoren bei allen Objekten $N(\text{H I})$, $N(\text{He I})$ und $N(\text{He II})$ als freie Parameter betrachten. Bei diesen drei Sternen sind jedoch keine spektralen Merkmale von Helium sichtbar. Mit Hilfe des EUV-Kontinuums ist aber eine Trennung der Effekte der drei interstellaren Säulendichten nicht möglich: Ein niedriger $N(\text{H I})$ -Wert kann durch hohe

Helium-Säulendichten ausgeglichen werden, und umgekehrt.

In dieser Arbeit wird für solche Objekte entweder versucht, Grenzen für $N(\text{He I})$ oder $N(\text{He II})$ abzuschätzen, wobei jeweils die beiden anderen Säulendichten konstant gehalten werden, oder es werden Mittelwerte von $\text{He I/H I} = 0.068 \pm 0.002$ und $\text{He II/H I} = 0.052 \pm 0.007$ angenommen (s. u.). Dadurch werden extrem große Wertebereiche vermieden. Mit konstanten He I/H I - und He II/H I -Verhältnissen kann $N(\text{H I})$ abgeschätzt werden, obwohl über die anderen Säulendichten nichts bekannt ist. Dies setzt allerdings voraus, daß die tatsächlichen Verhältnisse nicht wesentlich von den Mittelwerten abweichen.

Bei den drei Objekten aus der GD 246-Gruppe (PG 1123+189, PG 1234+482, GD 246) muß die chemische Zusammensetzung der Atmosphäre berücksichtigt werden. Deshalb wurden für die Analyse dieser EUVE-Spektren Modellatmosphären mit den entsprechenden Metallizitäten verwendet. Barstow et al. (1997a) haben ebenfalls zwei dieser Objekte (PG 1123+189 und GD 246) analysiert, wobei sie reine Wasserstoff-Atmosphären und Atmosphären mit zusätzlichen Metallen benutzt haben. Die verwendeten Elementhäufigkeiten weichen jedoch von den hier verwendeten ab. Der Vergleich der Ergebnisse zeigt, daß unterschiedliche Atmosphärenmodelle Änderungen in einzelnen Säulendichten von bis zu 50 Prozent verursachen können. Dies ist bei der Interpretation der Resultate zu berücksichtigen. Am unempfindlichsten gegenüber verschiedenen Modellen ist dabei $N(\text{He II})$, da die He II-Kante gut angepaßt werden kann.

Aus der G 191-B2B-Gruppe wurden die drei Objekte analysiert, bei denen die He I-Kante beobachtet werden kann (Feige 24, MCT 0455–2812, G 191-B2B). Dies ermöglicht eine unabhängige Bestimmung von $N(\text{H I})$ und $N(\text{He I})$. Für $N(\text{He II})$ ist nur eine Abschätzung der oberen Grenze möglich. Die Metallizitäten der verwendeten Modellatmosphären sind identisch mit denen in Kap. 5.

Aus den Säulendichten für H I, He I und He II läßt sich abschätzen, wie homogen die lokale interstellare Materie bezüglich der relativen Verhältnisse von Wasserstoff und Helium ist. Aus Tab. 6.1 ergibt sich für He I/H I ein Bereich von 0.005 bis 0.167 und für He II/H I von 0.0 bis 0.191. Bei diesen Werten sind allerdings auch diejenigen Objekten enthalten, bei denen sich die jeweiligen spektralen Helium-Merkmale nur schwach vom statistischen Rauschen abheben. Wird die Untersuchung auf die Objekte beschränkt, in deren Spektren interstellares Helium eindeutig identifiziert werden kann – diese sind in Tab. A.2 mit „+“ gekennzeichnet – und auf Objekte mit reinen Wasserstoff-Atmosphären, so ergeben sich Wertebereiche von $0.062 \leq \text{He I/H I} \leq 0.167$ und $0.048 \leq \text{He II/H I} \leq 0.191$.

Gewichtete Mittelwerte lassen sich mit

$$x_{\text{mittel}} = \frac{\sum w_i x_i}{\sum w_i} \quad (6.1)$$

berechnen, wobei $w_i = 1/\sigma_i^2$ ist. Für den Fehler des Mittelwerts gilt

$$\sigma_{x_{\text{mittel}}} = \left(\sum w_i \right)^{-1/2}. \quad (6.2)$$

Für σ_i wird hierbei die Hälfte der Differenz aus der oberen und unteren Grenze verwendet (siehe Tab. B.3). Dies ergibt $(\text{He I/H I})_{\text{mittel}} = 0.068 \pm 0.002$ und $(\text{He II/H I})_{\text{mittel}} = 0.052 \pm 0.007$.

Wie aus Tab.B.3 zu ersehen ist, weisen die Fehlergrenzen für die Einzelwerte von He I/H I und He II/H I teilweise erhebliche Unterschiede auf. Diese bewirken, daß die einzelnen Messungen unterschiedliches Gewicht bei der Bestimmung des Mittelwerts haben. Deshalb wird $(\text{He I/H I})_{\text{mittel}}$ im wesentlichen nur durch GD 71, GD 153 und HZ 43 bestimmt: Die Gewichte w_i dieser Sterne sind um Faktoren 10 bis 700 größer als die der übrigen Sterne. Bei $(\text{He II/H I})_{\text{mittel}}$ liegt ein Faktor 30 zwischen dem niedrigsten und dem höchsten w_i . Die Weißen Zwerge mit den höchsten Gewichten sind GD 659, RE J1032+53, HZ 43, RE J2009–60 und RE J2156–54.

Für die Bestimmung von H I-Säulendichten mit Mittelwerten für He I/H I und He II/H I bei den Objekten ohne spektrale Helium-Merkmale bedeutet die hohe Streuung der einzelnen Werte für He I/H I und He II/H I, daß bei einigen Objekten möglicherweise zu große H I-Säulendichten bestimmt werden, da sich die Mittelwerte am unteren Rand des gemessenen Wertebereichs befinden.

Die Säulendichten für H I, He I und He II können verwendet werden, um die mittleren Ionisationsgrade von Wasserstoff (f_{H}) und Helium (f_{He}) innerhalb der Wolken entlang der Sehlinie zu bestimmen. Da die Säulendichte von H II nicht bekannt ist, muß zur Bestimmung von f_{H} angenommen werden, daß das Verhältnis der Teilchenzahlen dem Mittelwert im Kosmos von $\text{H} : \text{He} = 10 : 1$ entspricht. Dies ergibt $N(\text{H I} + \text{H II}) = 10(N(\text{He I}) + N(\text{He II}))$, unter Vernachlässigung von $N(\text{He III})$. Dann folgt

$$f_{\text{H}} = \frac{N(\text{H II})}{N(\text{H I}) + N(\text{H II})} = 1 - \frac{N(\text{H I})}{10(N(\text{He I}) + N(\text{He II}))} . \quad (6.3)$$

Der Ionisationsgrad von Helium kann mit

$$f_{\text{He}} = \frac{N(\text{He II})}{N(\text{He I}) + N(\text{He II})} \quad (6.4)$$

bestimmt werden, wobei ebenfalls $N(\text{He III}) = 0$ angenommen wird.

Da für die Photoionisation von He II Photonen mit $\lambda < 228 \text{ \AA}$ benötigt werden, scheint nach den bisherigen Kenntnissen über das EUV-Strahlungsfeld und über die Ionisationsmechanismen in der lokalen interstellaren Materie die Voraussetzung von $N(\text{He III}) = 0$ gerechtfertigt zu sein. Allerdings zeigt diese Untersuchung mit EUVE-Beobachtungen (siehe 6.4), daß der Anteil von He II in der interstellaren Materie sehr hoch ist. Da die hierfür notwendigen Mechanismen noch nicht vollständig verstanden sind (siehe 6.5), kann $N(\text{He III}) > 0$ nicht vollkommen ausgeschlossen werden.

In Tab. 6.2 sind die Ionisationsgrade für die Objekte mit He I- und He II-Säulendichten aufgelistet. Die Grenzwerte berechnen sich aus der statistischen Unsicherheit und den Fehlern in T_{eff} und V . Für Feige 24, MCT 0455–2812, G 191-B2B und GD 153 konnten nur untere und obere Grenzen berechnet werden, da aus dem Spektrum für $N(\text{He II})$ nur eine obere Grenze bestimmt werden konnte. Ebenso fehlt Sirius B in der Tabelle, weil es bei diesem Stern für $N(\text{He I})$ und $N(\text{He II})$ nur obere Grenzen gibt.

Bei einigen Objekten in Tab 6.2 treten negative f_{H} -Werte auf. Diese sind, sofern die obigen Annahmen ($\text{H} : \text{He} = 10 : 1$, $N(\text{He III}) = 0$) gültig sind, physikalisch unsinnig. Die oberen Grenzen sind jedoch bei allen Objekten (mit Ausnahme von IK Peg) größer als null, so daß kein Widerspruch mit den Annahmen entsteht. Die negativen Werte sind mit $f_{\text{H}} = 0$ als unterer Grenze gleichzusetzen.

Tabelle 6.2: Ionisationsgrad für interstellaren Wasserstoff und interstellares Helium. Die Abkürzungen für die Literaturzitate sind in Tab. B.1 erläutert

WD-Nr.	Name	f_{H}	untere Grenzen	obere Grenzen	f_{He}	untere Grenzen	obere Grenzen	
0050–332	GD 659	0.24	–0.18	0.56	0.38	0.32	0.46	
		0.16	0.00	0.50	0.42	0.29	0.58	B97H
		0.25	0.00	0.55	0.39	0.28	0.52	B97S
0232+035	Feige 24		–0.77	0.61		0.00	0.78	
			0.00	0.70		0.00	0.80	D95
0455–282	MCT 0455–2812		–0.58	0.53		0.00	0.70	
			0.00	0.80		0.00	0.80	D95
0501+527	G 191-B2B		–0.41	0.63		0.00	0.74	
			0.00	0.70		0.00	0.80	D95
0509–007	RE J0512–00	0.54	–3.47	0.81	0.36	0.31	0.95	
0549+158	GD 71	0.32	0.07	0.44	0.31	0.00	0.45	
		0.00	0.00	0.28	0.04	0.00	0.32	B97H
		0.16	0.00	0.55	0.00	0.00	0.37	B97S
0721–276	RE J0723–27	0.69	0.63	0.71	0.60	0.45	0.68	
		0.66			0.62			D97
1029+537	RE J1032+53	0.19	–0.26	0.52	0.39	0.33	0.46	
		0.47	0.30	0.56	0.27	0.20	0.34	B97H
		0.53	0.44	0.60	0.32	0.29	0.36	B97S
1123+189	PG 1123+189	0.17	–0.02	0.38	0.23	0.20	0.27	
		0.00	0.00	0.16	0.29	0.20	0.38	B97H
		0.43	0.13	0.65	0.20	0.15	0.26	B97M
1234+482	PG 1234+482	0.14	–0.25	0.27	0.31	0.30	0.37	
1254+223	GD 153		–0.55	0.10		0.00	0.46	
		0.00	0.00	0.28	0.00	0.00	0.36	B97H
		0.00	0.00	0.43	0.00	0.00	0.47	B97S
1314+293	HZ 43A	0.03	–0.16	0.13	0.38	0.25	0.47	
		0.19	0.00	0.34	0.40	0.29	0.50	B97H
		0.22	0.08	0.33	0.39	0.30	0.47	B97S
1658+440	PG 1658+440	–0.15	–0.93	0.58	0.94	0.67	1.00	
1845+019	Lanning 18	0.09	–0.92	0.39	0.30	0.27	0.31	
		0.17	0.00	1.00	1.00	0.00	1.00	B97H
		0.00	0.00	1.00	0.90	0.00	1.00	B97S
2004–605	RE J2009–60	0.29	0.06	0.42	0.36	0.35	0.37	
		0.00	0.00	0.63	0.04	0.00	1.00	B97H
		0.00	0.00	0.54	0.22	0.00	0.46	B97S
2124+191	IK Peg	–1.34	–3.91	–0.03	0.43	0.40	0.44	
		0.12	–0.17	0.12	0.27	0.25	0.31	B94
2152–548	RE J2156–54	0.20	–0.65	0.59	0.48	0.38	0.69	
		0.34	0.00	0.57	0.39	0.28	0.46	B97H
		0.35	0.05	0.48	0.41	0.32	0.50	B97S

Tabelle 6.2 (Fortsetzung)

WD-Nr.	Name	f_{H}	untere Grenzen	obere Grenzen	f_{He}	untere Grenzen	obere Grenzen	
2309+105	GD 246	-0.25	-0.49	0.05	0.33	0.28	0.38	
		-0.14	-0.15	0.17	0.26	0.20	0.34	V93
		0.00	0.00	0.19	0.29	0.20	0.36	B97H
		0.19	0.04	0.45	0.23	0.17	0.30	B97M
2321-549	RE J2324-54	0.63	0.09	0.73	0.38	0.36	0.48	
		0.57	0.00	0.74	0.13	0.00	0.35	B97H
		0.79	0.71	0.83	0.48	0.44	0.53	B97S

In Tab. 6.2 sind neben den Ergebnissen aus dieser Analyse auch Literaturwerte enthalten. Bei den meisten Objekten stimmen die Resultate innerhalb der Fehlergrenzen überein. Bei einigen Objekten mit undeutlichen spektralen Helium-Merkmalen (z.B. GD 71, Lanning 18, RE J2009-60) erweist es sich als Vorteil, nicht gleichzeitig $N(\text{HI})$, $N(\text{He I})$ und $N(\text{He II})$ zu variieren, sondern diese Merkmale einzeln anzupassen. Dadurch können neben den Helium-Säulendichten auch die Ionisationsverhältnisse etwas präziser als von Barstow et al. (1997a) bestimmt werden.

Bei PG 1123+189 und GD 246 ergibt die Analyse mit metallreichen Atmosphären von Barstow et al. (Zitat „B97M“ in Tab. 6.2) generell höhere f_{H} -Werte als bei dieser Analyse, während die Analyse mit (H+He)-Atmosphären (B97H) besser übereinstimmt. Hier sind die Unterschiede offensichtlich durch verschiedene Atmosphärenmodelle verursacht.

Bei IK Peg sind die Differenzen zu Barstow et al. (1994a) auf die Unterschiede in der He I-Säulendichte zurückzuführen (siehe Tab. B.2). Diese ist nur sehr ungenau zu bestimmen, da die He I-Kante bei 504 Å sehr schwach ist.

6.3 Verteilung des neutralen Wasserstoffs

Aus den Wasserstoff-Säulendichten und den Entfernungen läßt sich die mittlere Dichte $\langle n(\text{HI}) \rangle = N(\text{HI})/d$ entlang des Sehstrahls berechnen (siehe Tab. 6.3). Hier zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Beobachtungen: Die mittlere Dichte liegt zwischen $\langle n(\text{HI}) \rangle = 0.0031 \text{ cm}^{-3}$ (RE J0723-27, $d = 106 \text{ pc}$) und $\langle n(\text{HI}) \rangle = 0.24 \text{ cm}^{-3}$ (GD 2, $d = 112 \text{ pc}$), was einem Faktor 77 entspricht. Der Mittelwert aller Messungen (bis auf HD 33959C und MCT 2020-4234) beträgt $\langle n(\text{HI}) \rangle_{\text{mittel}} = 0.057 \text{ cm}^{-3}$ mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\langle n(\text{HI}) \rangle} = 0.067 \text{ cm}^{-3}$. Hierdurch wird unmittelbar deutlich, daß die interstellare Materie in der Sonnenumgebung sehr inhomogen verteilt ist.

Die Dichte der Lokalen Wolke kann am besten mit der Säulendichte von Sirius B abgeschätzt werden, da dieser Stern von den untersuchten Objekten die geringste Entfernung besitzt. Die mittlere Dichte beträgt $\langle n(\text{HI}) \rangle = 0.042 \text{ cm}^{-3}$. Dies ist als untere Grenze für die tatsächliche Dichte in der Lokalen Wolke anzusehen, da es zwei Wolkenkomponenten zwischen der Sonne und Sirius gibt und diese wahrscheinlich nicht die gesamte Sehlinie

Tabelle 6.3: Mittlere Dichte des HI-Gases ($\langle n(\text{HI}) \rangle = N(\text{HI})/d$) entlang der Sehlinien zu den Weißen Zwergen. Außerdem ist berechnet, welchen Teil der Sehlinie (in Parsec und in Prozent der Entfernung zum WZ) durch interstellare Wolken eingenommen wird, wenn diese mittlere Dichten von $\langle n(\text{HI}) \rangle = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ (1) bzw. $\langle n(\text{HI}) \rangle = 0.25 \text{ cm}^{-3}$ (2) haben ($d_{\text{Wolken}} = N(\text{HI})/0.1 \text{ cm}^{-3}$ bzw. $d_{\text{Wolken}} = N(\text{HI})/0.25 \text{ cm}^{-3}$)

WD-Nr.	Name	$l/^{\circ}$	$b/^{\circ}$	d/pc	$\langle n(\text{HI}) \rangle / \text{cm}^{-3}$	$d_{\text{Wolken}}(1)/\text{pc}$	$d_{\text{Wolken}}(1)/\%$	$d_{\text{Wolken}}(2)/\text{pc}$	$d_{\text{Wolken}}(2)/\%$
0004+330	GD 2	112.48	-28.69	112	0.24	267	238	107	96
0050-332	GD 659	299.13	-84.10	70	0.015	10	15	4.2	6
0226-615	HD 15638	284.20	-52.16	199	0.028	56	28	22	11
0232+035	Feige 24	165.97	-50.27	74	0.012	8.8	12	3.5	5
0455-282	MCT 0455-2812	229.30	-36.17	123	0.0035	4.3	4	1.7	1
0501+527	G 191-B2B	155.95	+7.10	69	0.0096	6.6	10	2.7	4
0509-007	RE J0512-00	201.69	-22.29	124	0.012	15	12	6.0	5
0512+326	HD 33959C	173.30	-3.35	25	0.095	24	95	9.5	38
0549+158	GD 71	192.03	-5.34	57	0.0036	2.1	4	0.83	1
0630-050	RE J0632-05	215.38	-6.43	124	0.079	97	79	39	31
0642-166	Sirius B	227.22	-8.88	2.6	0.042	1.1	42	0.44	17
0715-703	RE J0715-70	281.62	-23.50	82	0.086	71	86	28	34
0721-276	RE J0723-27	241.19	-5.93	106	0.0031	3.2	3	1.3	1
1029+537	RE J1032+53	157.52	+53.24	120	0.015	18	15	7.1	6
1057+719	PG 1057+719	134.48	+42.92	128	0.052	67	52	27	21
1123+189	PG 1123+189	231.90	+68.70	128	0.030	39	30	15	12
1234+482	PG 1234+482	129.81	+69.01	150	0.025	38	25	15	10
1254+223	GD 153	317.25	+84.75	76	0.0034	2.6	3	1.0	1
1314+293	HZ 43A	54.10	+84.16	65	0.0044	2.9	4	1.2	2
1543-366	RE J1546-36	337.83	+13.93	92	0.18	163	177	65	71
1620-391	CD -38°10980	341.53	+7.25	13	0.19	26	186	10	74
1631+781	RE J1629+78	111.30	+33.58	64	0.14	90	141	36	56
1658+440	PG 1658+440	69.12	+38.05	19	0.049	9.3	49	3.7	20
1740-706	RE J1746-70	322.77	-20.33	119	0.047	56	47	23	19
1845+019	Lanning 18	34.24	+1.74	43	0.022	9.6	22	3.8	9
2004-605	RE J2009-60	336.58	-32.86	53	0.076	40	76	16	30
2020-425	MCT 2020-4234	358.35	-34.46	72	≥ 0.022	≥ 16	≥ 23	≥ 6.5	≥ 9
2124+191	IK Peg	70.43	-21.98	46	0.024	11	24	4.5	10
2152-548	RE J2156-54	339.73	-48.06	120	0.019	23	19	9.0	8
2247+583	Lanning 23	107.64	-0.64	126	0.20	253	201	101	80
2309+105	GD 246	87.25	-45.11	76	0.077	58	77	23	31
2321-549	RE J2324-54	326.91	-58.21	155	0.0099	15	10	6.1	4

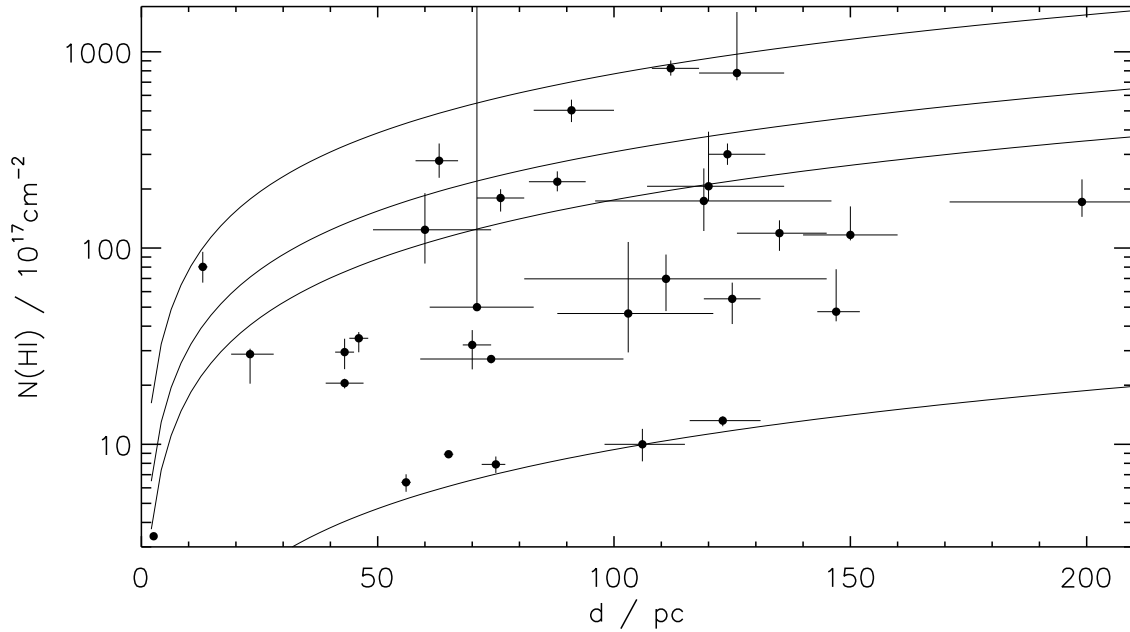


Abbildung 6.1: Interstellare Wasserstoff-Säulendichte aufgetragen gegen der Entfernung zum Weißen Zwerg. Die Kurven geben die erwarteten Säulendichten bei konstanten Teilchendichten von $n(\text{HI}) = 0.0031 \text{ cm}^{-3}$, 0.057 cm^{-3} , 0.1 cm^{-3} und 0.25 cm^{-3} an

ausfüllen (Lallement et al. 1994).

Eine von der Beobachtung von interstellaren Absorptionslinien unabhängige Bestimmung der lokalen Dichte ist mit der Messung der Dichte von interstellaren Wasserstoffatomen im Sonnensystem möglich. Um aus dieser Messung auf die Dichte in der Wolke zu schließen, muß jedoch ein Modell für die Wechselwirkung des Sonnenwinds mit der interstellaren Materie verwendet werden. Hiermit ergibt sich ein Bereich von $n(\text{HI}) = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ bis 0.25 cm^{-3} (Lallement et al. 1995). Diese Werte sind für etwa zwei Drittel aller Blickrichtungen deutlich höher als die gemessenen mittleren HI-Dichten, woraus sich schließen läßt, daß hier nur ein Teil der interstellaren Umgebung der Sonne von Wolken wie der Lokalen Wolke ausgefüllt wird.

Wenn eine konstante Dichte für HI innerhalb der Wolken angenommen wird, dann läßt sich bestimmen, bis zu welcher maximalen Entfernung sich die Lokale Wolke ausdehnt, oder welcher Bruchteil der Sehlinie von Wolken eingenommen wird, falls sich die gemessene Säulendichte auf mehrere Wolken verteilt. In Tab. 6.3 sind diese Werte für Wolkendichten von $n(\text{HI}) = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ und 0.25 cm^{-3} angegeben. Danach wird bei fünf Objekten (MCT 0455–2812, GD 71, RE J0723–27, GD 153, HZ 43A) nur ein bis zwei Prozent der Verbindungsline von Wolken eingenommen. Hier durchquert der Sehstrahl vermutlich außer der Lokalen Wolke kein weiteres neutrales Wasserstoffgas.

Bei insgesamt fünf Weißen Zwergen ist die mittlere Dichte dagegen größer als 0.1 cm^{-3} und damit vergleichbar mit der lokalen Dichte. Hier dehnt sich die Lokale Wolke entweder sehr weit aus, oder diese Objekte befinden sich schon außerhalb der Lokalen Blase in einem dichteren Medium.

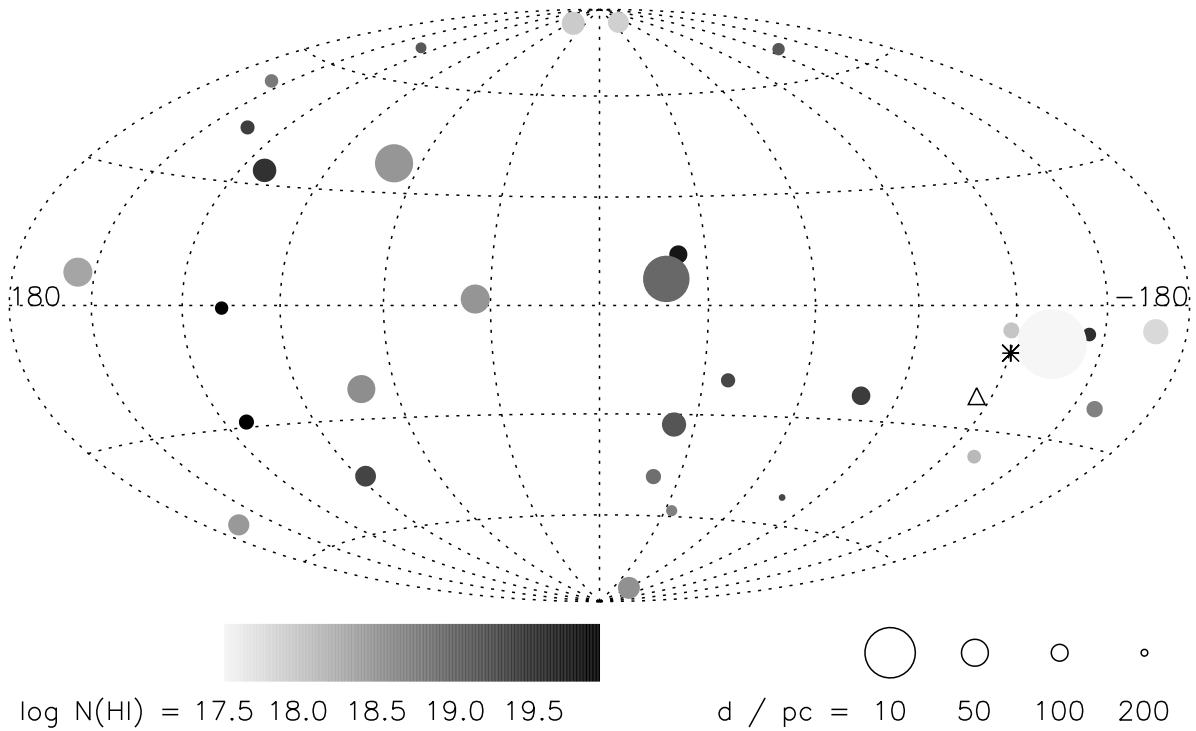


Abbildung 6.2: Positionen der beobachteten Weißen Zwerge in galaktischen Koordinaten. Die Entfernung des Sterns wird durch die Kreisgröße dargestellt, wobei große Kreise kleine Entfernungen bedeuten. Die Wasserstoff-Säulendichte wird durch Graustufen repräsentiert, helles Grau bedeutet niedriges $N(\text{HI})$. Durch das Dreieck wird die Richtung der bevorzugten Ionisation von Wasserstoff (siehe 6.4) und durch den Stern die Position des B2II-Riesensterns Adara ($\epsilon \text{ CMa}$) gekennzeichnet

Die Inhomogenität der lokalen interstellaren Materie zeigt sich auch, wenn die gemessenen HI-Säulendichten gegen den Entfernungen der Weißen Zwerge aufgetragen werden (Abb. 6.1). Wie nach den vorherigen Ausführungen zu erwarten ist, besteht zwischen beiden Größen keine eindeutige Korrelation: Bei gleichen Entfernungen streuen die Einzelmessungen um eine Größenordnung oder mehr. Für die maximalen Säulendichten gilt jedoch, daß diese im Bereich bis etwa 150 pc generell mit der Entfernung zunehmen; erst ab $d \approx 50 \text{ pc}$ sind Werte $N(\text{HI}) > 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ zu beobachten. Der Mittelwert von $N(\text{HI})$ beträgt $\langle N(\text{HI}) \rangle = 3.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ für $d < 50 \text{ pc}$ und steigt auf $\langle N(\text{HI}) \rangle = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ für $d = 50 \text{ pc}$ bis 100 pc und $\langle N(\text{HI}) \rangle = 2.1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ für $d = 100 \text{ pc}$ bis 150 pc . Bei größeren Entfernungen ist nur noch ein Weißer Zwerg in dem untersuchten Ensemble vorhanden.

In Abb. 6.1 fällt eine Gruppe von Weißen Zwergen besonders auf: Fünf Objekte haben eine Entfernung von mehr als 50 pc aber Säulendichten von etwa 10^{18} cm^{-2} oder weniger. Es sind dies diejenigen Sterne, die in Tab. 6.3 niedrige mittlere Dichten von $\langle n(\text{HI}) \rangle \lesssim 0.004 \text{ cm}^{-2}$ und einen entsprechend geringen Wolkenanteil von ein bis zwei Prozent der Sehlinie aufweisen.

Zum Vergleich sind in Abb. 6.1 außerdem die erwarteten Säulendichten für konstante

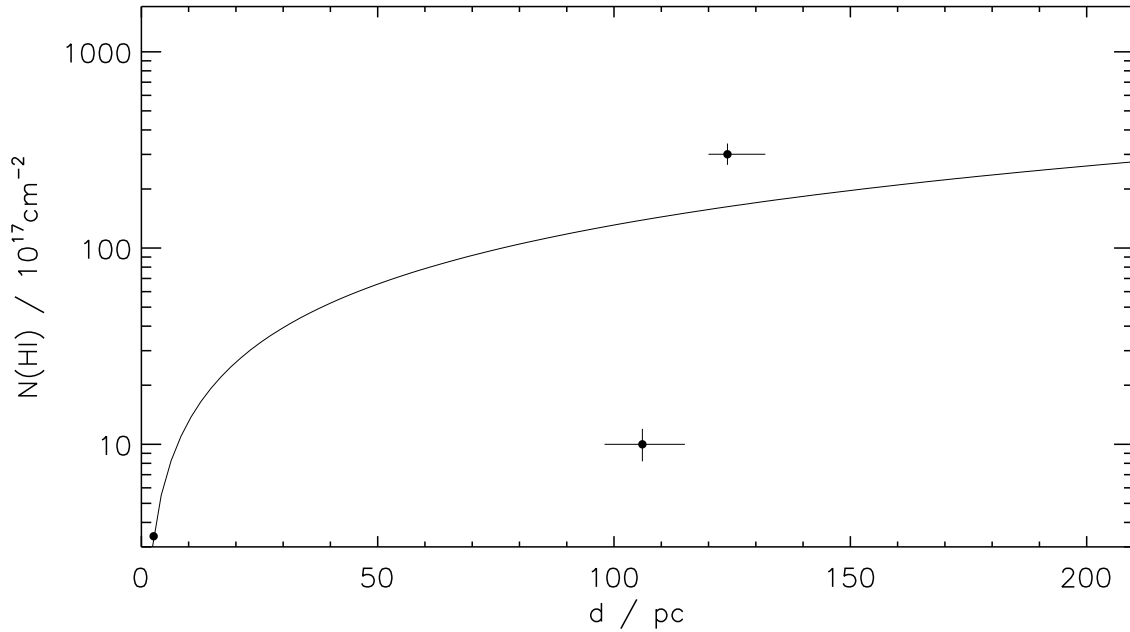


Abbildung 6.3: Wasserstoff-Säulendichten von drei Sternen in Richtung Canis Major ($l \approx 215^\circ$ bis 245° , $b \approx -6^\circ$) aufgetragen gegen der Entfernung. Die durchgezogene Linie gibt die erwartete Säulendichte für $n(\text{H I}) = 0.042 \text{ cm}^{-3}$, der mittleren Dichte bis Sirius B, wieder

Teilchenzahldichten aufgetragen. Hierbei wurden die beiden Extremwerte für die Lokale Wolke (0.1 cm^{-3} und 0.25 cm^{-3}), der Mittelwert der mittleren Dichten (0.057 cm^{-3}) und die minimale mittlere Dichte (0.0031 cm^{-3}) aus Tab. 6.3 verwendet. Der Maximalwert der mittleren Dichte entspricht dem maximalen Wert für die lokale Dichte.

Hiermit wird deutlich, daß der interstellare Wasserstoff bei fünf Objekten mittlere Dichten besitzt, die im Bereich der für die Lokale Wolke bestimmten Dichten liegt. Bei etwa zwei Drittel der Objekte ist die mittlere Dichte dagegen deutlich niedriger.

Genauere Schlüsse über die Verteilung der interstellaren Materie lassen sich nur ziehen, wenn die Koordinaten der Weißen Zwerge berücksichtigt werden. In Abb. 6.2 sind daher die Positionen der Weißen Zwerge zusammen mit den Entfernungen und den Säulendichten dargestellt: Die Größe der Kreise ist ein Maß für die Entfernung, die $N(\text{H I})$ -Säulendichten sind über Graustufen kodiert.

In dieser Abbildung treten zwei Gebiete besonders hervor. Das erste liegt in Richtung von Sirius B in den Sternbildern Canis Major und Orion bei $l \approx 190^\circ$ bis 245° und $b \approx -5^\circ$ bis -40° . Neben Sirius B befinden sich hier drei der Objekte mit $N(\text{H I}) \lesssim 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ und $d > 50 \text{ pc}$. Erst bei $d > 100 \text{ pc}$ gibt es zwei Sterne mit höheren Säulendichten von $4.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (RE J0512–00, RE J0632–05). Die Situation ist in Abb. 6.3 verdeutlicht, wo $N(\text{H I})$ gegen den Entfernungen von Sirius B und der beiden Sterne mit dem nächsten Winkelabstand aufgetragen ist. Bis zu einer Entfernung von etwa 100 pc erstreckt sich ein Gebiet mit einer mittleren H I-Dichte, die deutlich niedriger als die mittlere Dichte in Richtung auf Sirius B ist. Dessen H I-Säulendichte ist etwa ein Drittel so groß wie

die Säulendichte von RE J0723–27, was bedeutet, daß ein erheblicher Teil oder eventuell sogar die gesamte Säulendichte von RE J0723–27 durch die Lokale Wolke entsteht und der Rest des interstellaren Raums bis zu diesem Stern frei von neutralem Wasserstoff ist. Erst hinter RE J0723–27 – oder bei einer etwas anderen Blickrichtung – steigt die Raum-
dichte von H I steil an, so daß der hohe $N(\text{H I})$ -Wert von $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ bei RE J0632–05 entsteht. Die Lokale Blase ist daher in der Canis Major/Orion-Richtung mindestens 100 bis 120 pc ausgedehnt (Entfernungen von RE J0723–27 und MCT 0455–2812).

Ein zweites Gebiet mit ähnlich niedriger Dichte scheint in Richtung des galaktischen Nordpols zu existieren, wie sich aus den Beobachtungen von GD 71 und HZ 43A schließen läßt. Hier beträgt die Entfernung bis zum Rand der Lokalen Blase mindestens 76 pc (Entfernung von GD 153). In der entgegengesetzten Richtung gibt es mit GD 659 bei $d = 70$ pc ebenfalls ein Objekt mit einer im Vergleich zu anderen Objekten bei ähnlicher Entfernung geringen Säulendichte von $N(\text{H I}) = 3.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$.

Die überwiegende Mehrzahl der untersuchten Objekte weist jedoch Säulendichten von $N(\text{H I}) \gg 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ auf. In diesen Fällen ist die Lokale Wolke bis zu diesen Sternen ausgedehnt, oder der Sehstrahl durchquert neben der Lokalen Wolke noch weitere Wolken innerhalb der Lokalen Blase, oder diese Objekte liegen bereits außerhalb der Lokalen Blase.

6.4 Ionisation von Wasserstoff und Helium

Die mittleren Ionisationsgrade von Wasserstoff und Helium in Tab. 6.2 zeigen erhebliche Schwankungen. Dies ist zum Teil darauf zurückzuführen, daß nicht bei allen Weißen Zwergen die interstellaren Merkmale von He I und He II eindeutig identifiziert werden konnten. Wenn man sich auf diejenigen Objekte beschränkt, deren Spektren diese Merkmale aufweisen (siehe Tab. A.2) und die reine Wasserstoff-Atmosphären haben (GD 659, RE J0512–00, RE J0723–27, RE J1032+53, HZ 43A, RE J2009–60, RE J2156–54, RE J2324–54), dann ergeben sich (ungewichtete) Mittelwerte von $(f_{\text{H}})_{\text{mittel}} = 0.35$ und $(f_{\text{He}})_{\text{mittel}} = 0.42$ mit Standardabweichungen von $\sigma_{f_{\text{H}}} = 0.24$ und $\sigma_{f_{\text{He}}} = 0.08$. An den Standardabweichungen ist zu erkennen, daß der Ionisationsgrad von Wasserstoff stark streut ($f_{\text{H}} = 0.03$ bis 0.69 für obige Objekte), während Helium in allen Blickrichtungen deutlich ionisiert ist.

Dieser Sachverhalt wird auch sichtbar, wenn die Ionisationsgrade gegenüber den Entfernungen zu den Weißen Zwergen aufgetragen werden (siehe Abb. 6.4). Für Helium zeigt sich keine Abhängigkeit von der Entfernung. Die Anpassung einer Geraden $f_{\text{He}} = a \cdot d + b$ ergibt $a = (5.8 \pm 10.8) \cdot 10^{-4} \text{ pc}^{-1}$ und $b = 0.36 \pm 0.01$.

Für die Ionisation von Wasserstoff liefert dagegen diese Anpassung eine Steigung von $a = (4.0 \pm 2.6) \cdot 10^{-3} \text{ pc}^{-1}$ und einen Ordinatenabschnitt von $b = -0.045 \pm 0.075$, woraus sich ein schwacher Hinweis auf eine Abhängigkeit von f_{H} von der Entfernung ergibt.

Neben einer generellen Entfernungsabhängigkeit ist auch eine Abhängigkeit von der Beobachtungsrichtung denkbar. Einen Überblick hierfür bietet Abb. 6.5 mit einer Darstellung der Verteilung der Weißen Zwerge am Himmel. Hier wird deutlich, daß f_{H} bei $l \approx 180^\circ$ bis 360° und $b < 0^\circ$ generell höher als im restlichen Teil des Himmels ist. Dagegen ist f_{He} sehr gleichmäßig verteilt. Hier fällt nur ein Stern besonders auf (PG 1658+441), dessen Sichtlinie einen ungewöhnlich hohen Ionisationsgrad besitzt. Dieses Objekt ist auch

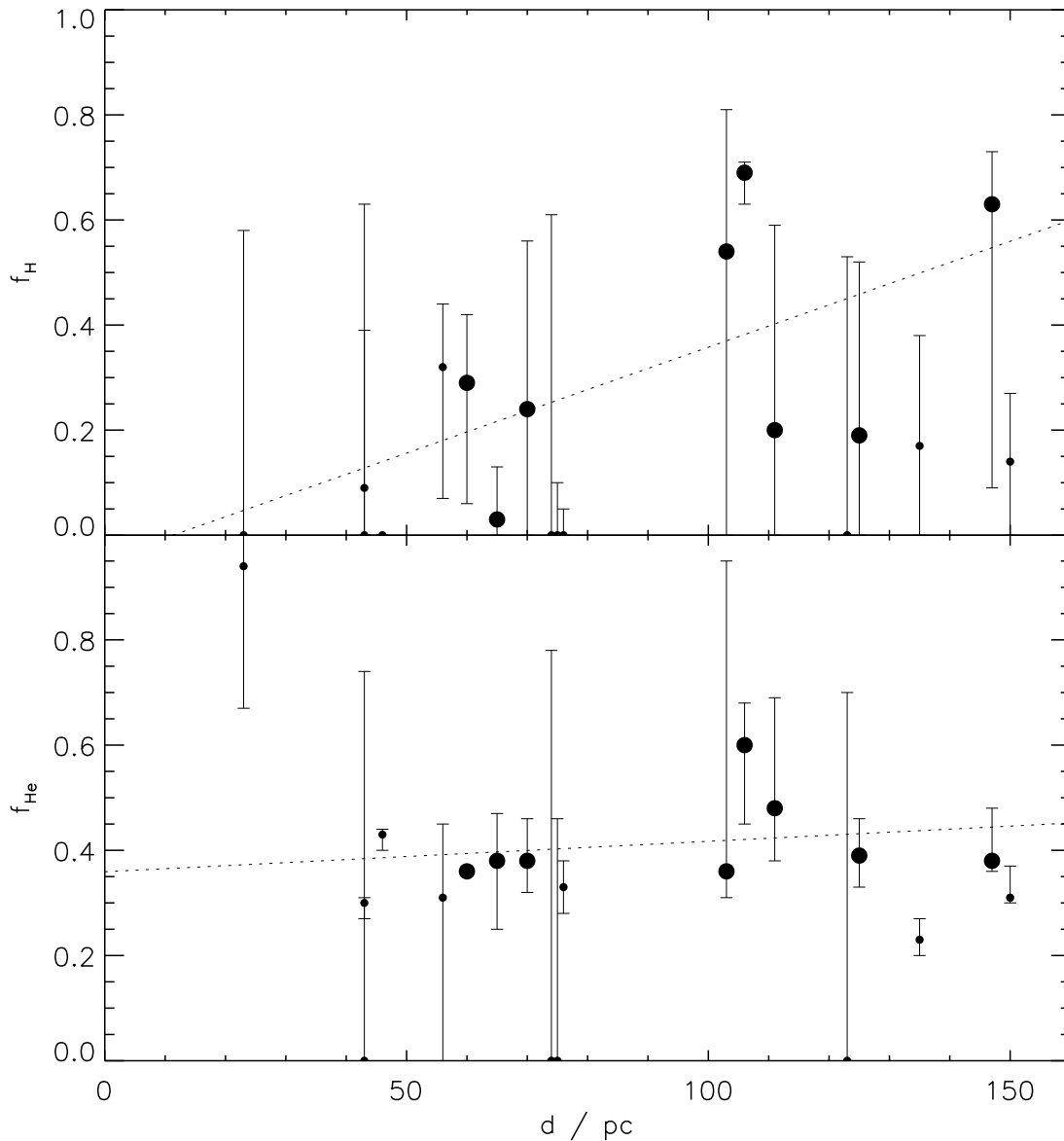


Abbildung 6.4: Ionisationsgrad von Wasserstoff und Helium aufgetragen gegen der Entfernung zum Weißen Zwerg. Die gestrichelten Linien geben die beste Anpassung einer Geraden an die Daten wieder, wobei nur Objekte mit reinen Wasserstoff-Atmosphären und beobachteten Helium-Merkmalen (gekennzeichnet durch große Punkte) verwendet wurden: $f_{\text{H}} = 4.0 \cdot 10^{-3} d - 0.045$ und $f_{\text{He}} = 5.8 \cdot 10^{-4} d + 0.36$ (d in pc)

in Abb. 6.4 auffällig.

Um die Richtung, in der f_{H} maximal wird, zu bestimmen, wurde für ein Gitter von galaktischen Koordinaten (l_0 , b_0) jeweils eine Gerade entsprechend $f_{\text{H}} = a \cdot \theta + b$ angepaßt. Hierbei bezeichnet θ den Winkel zwischen (l_0 , b_0) und den Koordinaten des Weißen Zwergs. Für die beste Anpassung wurden wiederum nur die Daten der Sterne mit Helium-Merkmalen verwendet. Als Fehler für f_{H} wurde jeweils die Hälfte der Differenz aus maxi-

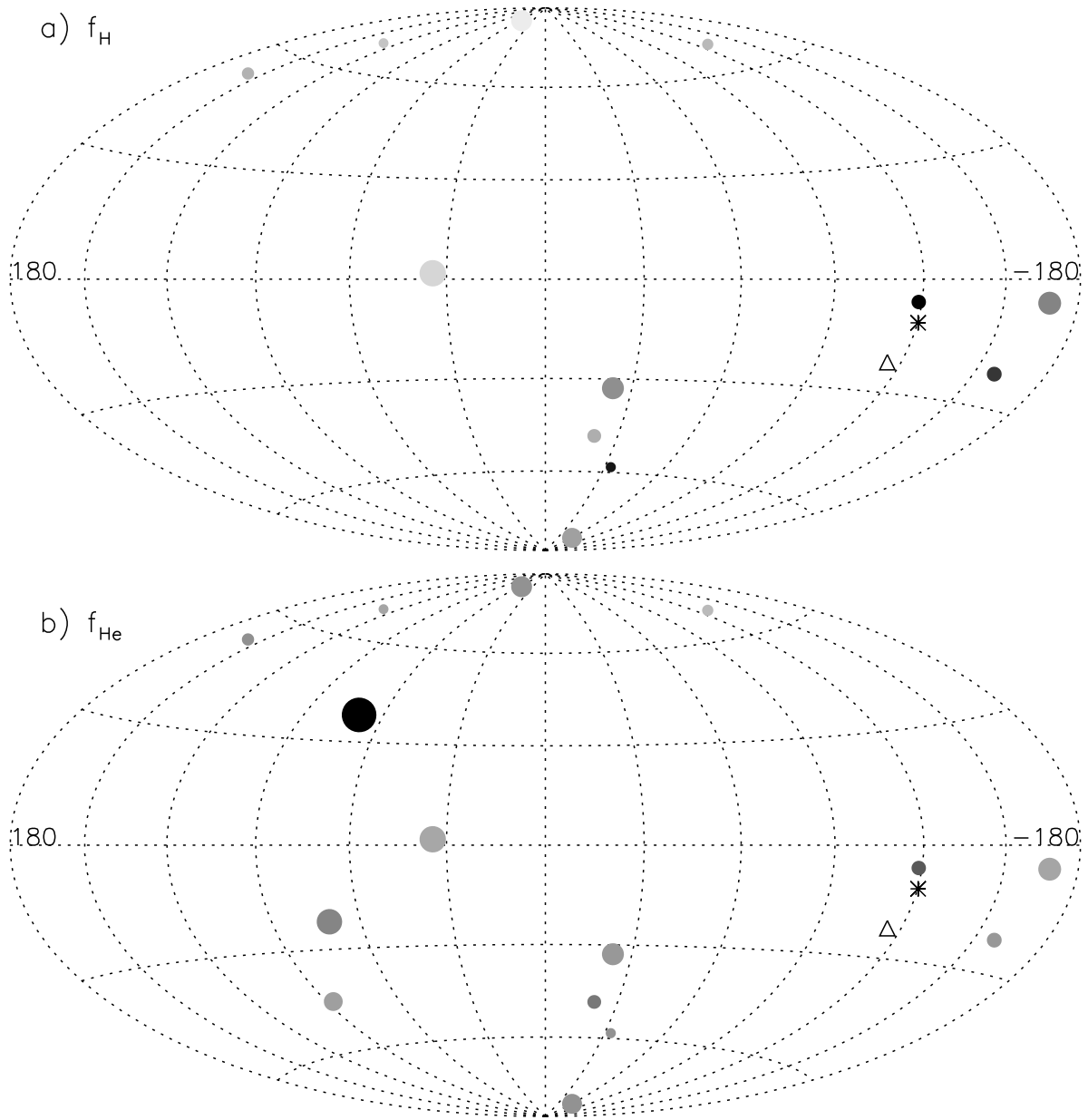


Abbildung 6.5: Ionisationsverhältnisse für Wasserstoff (oben) und Helium (unten) in Abhängigkeit von der Position der Weißen Zwerge. Die Größe der Kreise entspricht der Entfernung (siehe Abb. 6.2), die Graustufen dem Ionisationsgrad (dunkles Grau bedeutet hohen Ionisationsgrad). Das Dreieck kennzeichnet die Richtung des Maximums von f_H in Abb. 6.6, der Stern die Position von Adara (ϵ CMa)

malem und minimalem Wert benutzt, wobei negative Werte zu null gesetzt wurden. Für jede Richtung wurde schließlich für die gefundene Anpassung der χ^2 -Wert berechnet.

Das Minimum für χ^2 ergibt sich für $(l_0, b_0) = (245^\circ, -22^\circ)$. Diese Richtung ist in Abb. 6.5 als Dreieck eingezeichnet. Sie stimmt recht gut mit der Region von niedrigen HI-Säulendichten in Richtung Canis Major überein (siehe Abb. 6.2) und fällt fast mit der

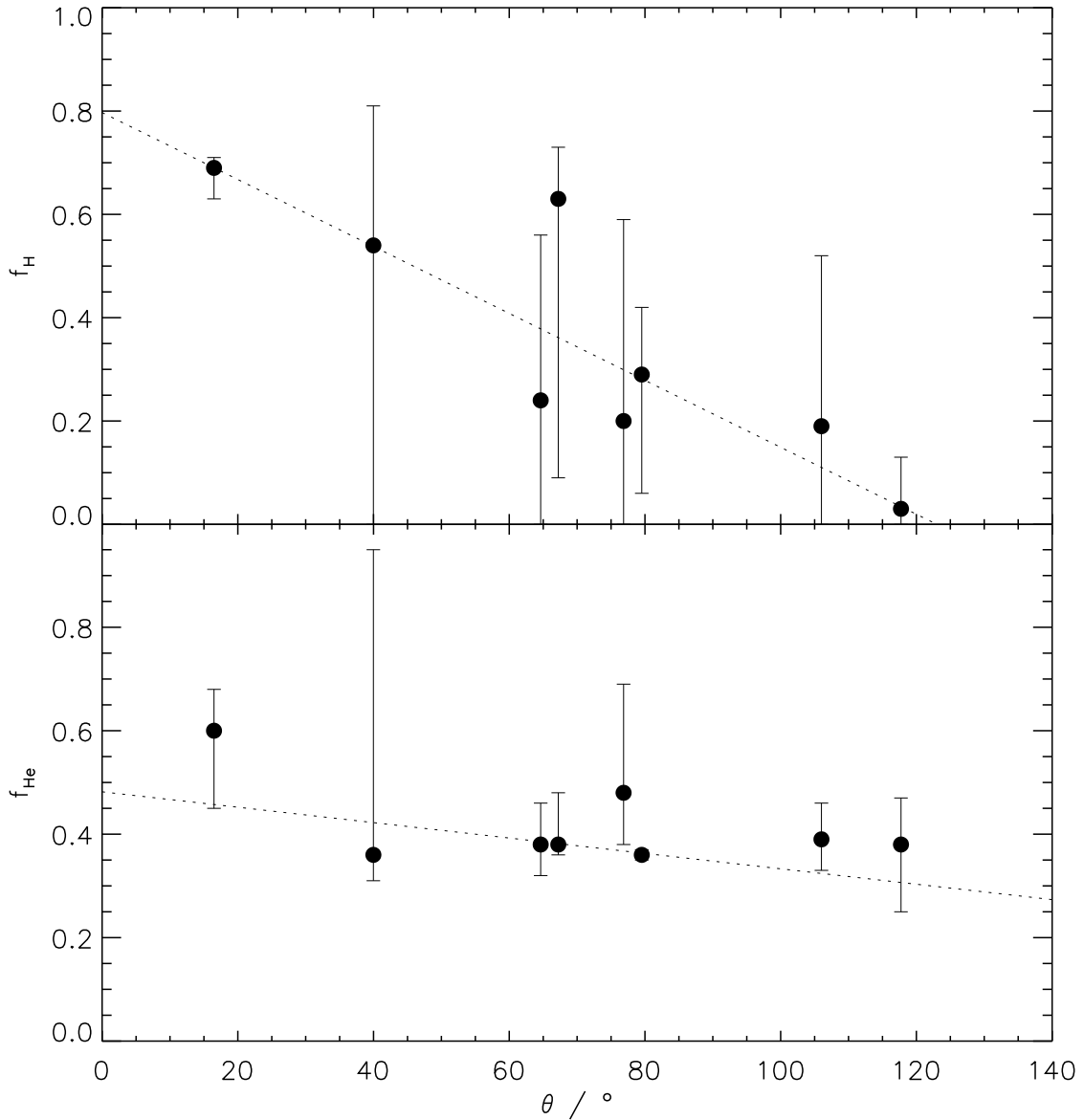


Abbildung 6.6: Ionisationsgrad von Wasserstoff und Helium aufgetragen gegen den Winkel θ zwischen dem Weißen Zwerg und $l = 245^\circ$, $b = -22^\circ$. Es sind nur die Daten der Objekte mit beobachteten spektralen Helium-Merkmalen abgebildet. Die gestrichelten Linien geben die beste Anpassung der Daten an eine Gerade wieder: $f_H = -6.5 \cdot 10^{-3} \cdot \theta + 0.80$ und $f_{He} = -1.5 \cdot 10^{-4} \cdot \theta + 0.48$

Sichtlinie zu dem B2II-Riesenstern Adara (ϵ CMa, $l = 239.83^\circ$, $b = -11.33^\circ$) zusammen.

Dieser Stern ist die hellste EUV-Strahlungsquelle am Himmel und spielt vermutlich eine wichtige Rolle bei der Ionisation der Lokalen Wolke (siehe 6.5). Die Richtungsabhängigkeit von f_H bestätigt diese Vermutung. Bei der Interpretation der Beobachtungsdaten ist jedoch zu beachten, daß nur die mittleren Ionisationsgrade entlang der Sehlinie gemessen werden. Da die Geometrie und die Temperatur- und Dichtestruktur der Lokalen Wol-

ke nicht bekannt sind, läßt sich aus diesen Daten nicht auf den räumlichen Verlauf der Ionisation innerhalb der Wolke schließen.

In Abb. 6.6 sind die Ionisationsgrade von Wasserstoff und Helium gegen den Winkel θ aufgetragen. Die beste Anpassung für f_{H} ergibt $a = (-6.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}/^\circ$ und $b = 0.80 \pm 0.05$. Die lineare Abhängigkeit zwischen f_{H} und θ dürfte jedoch nur eine grobe Näherung der tatsächlichen Abhängigkeit sein, da f_{H} bei $\theta > 120^\circ$ nicht negativ – wie die Gerade in Abb. 6.6 – werden kann, sondern positiv bleibt. Die Beobachtungsdaten lassen jedoch eine genaue Bestimmung der Form der Abhängigkeit nicht zu. Für f_{He} gibt es keine mit f_{H} vergleichbare Tendenz ($a = (-1.5 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}/^\circ$, $b = 0.48 \pm 0.10$).

6.5 Diskussion

Die gemessenen Säulendichten des neutralen Wasserstoffs spiegeln die ungleichförmige Verteilung des neutralen Gases in der lokalen interstellaren Materie wieder. Die $N(\text{HI})$ -Werte können im Rahmen der bekannten Morphologie aus lokalen Wolken und Lokaler Blase (z. B. Frisch 1995) interpretiert werden. Mit den Messungen lassen sich zwei Richtungen identifizieren, in denen die Lokale Blase weiter ausgedehnt ist als in anderen Richtungen. Diese Gebiete befinden sich im Sternbild Canis Major bei $l \approx 230^\circ$ und in Richtung des galaktischen Nordpols.

Die asymmetrische Form der Lokalen Blase wurde bereits von verschiedenen Autoren gefunden, die auf eine größere Anzahl an Beobachtungen zurückgreifen konnten. So zeigten Frisch & York (1983) und Paresce (1984), daß im Bereich $200^\circ \leq l \leq 270^\circ$ sehr geringe Säulendichten von HI vorhanden sind. Desweiteren konnte die negative Korrelation der weichen Röntgenhintergrundstrahlung mit der galaktischen Breite dadurch erklärt werden, daß die Lokale Blase mit einem heißen Gas ausgefüllt ist und daß die Blase eine größere Ausdehnung in Richtung der galaktischen Pole besitzt (z.B. Sanders et al. 1977, Tanaka & Bleeker 1977).

Die bisher genauesten Untersuchungen des weichen Röntgenhintergrunds wurden von Snowden et al. (1998) mit Hilfe der ROSAT-PSPC-Himmelsdurchmusterung durchgeführt. Hierzu wurden die Beobachtungsdaten mit einem Modell angepaßt, das die Emission aus der Lokalen Blase und aus dem galaktischen Halo als freie Parameter besitzt:

$$I_X = I_0 + I_1 \exp(-\sigma N(\text{HI})_{\text{g}}) + I_{\text{eg}} \exp(-\sigma N(\text{HI})_{\text{g}}) . \quad (6.5)$$

Hierbei bezeichnet I_X die beobachtete Röntgenintensität, I_0 die Komponente der Lokalen Blase, I_1 die Komponente des Halos, die durch Absorption von der galaktischen Wasserstoff-Säulendichte $N(\text{HI})_{\text{g}}$ abgeschwächt wird, und I_{eg} die feste extragalaktische Komponente. Die galaktische Säulendichte wurde aus Beobachtungen mit dem IRAS-Satelliten bestimmt.

Snowden et al. (1998) konnten Entfernungen bis zum Rand der Lokalen Blase von 40 bis 130 pc bestimmen. In Richtung des galaktischen Nordpols beträgt die Entfernung etwa 80 pc, zum Südpol etwa 70 pc. Dies stimmt sehr gut mit den niedrigen Säulendichten von GD 153 (76 pc) und HZ 43A (65 pc) im Norden und GD 659 (70 pc) im Süden überein.

Einen detaillierten Vergleich zwischen der gemessenen Wasserstoff-Säulendichte und der Entfernung zum Rand der Lokalen Blase, wie sie sich aus den ROSAT-Beobachtungen

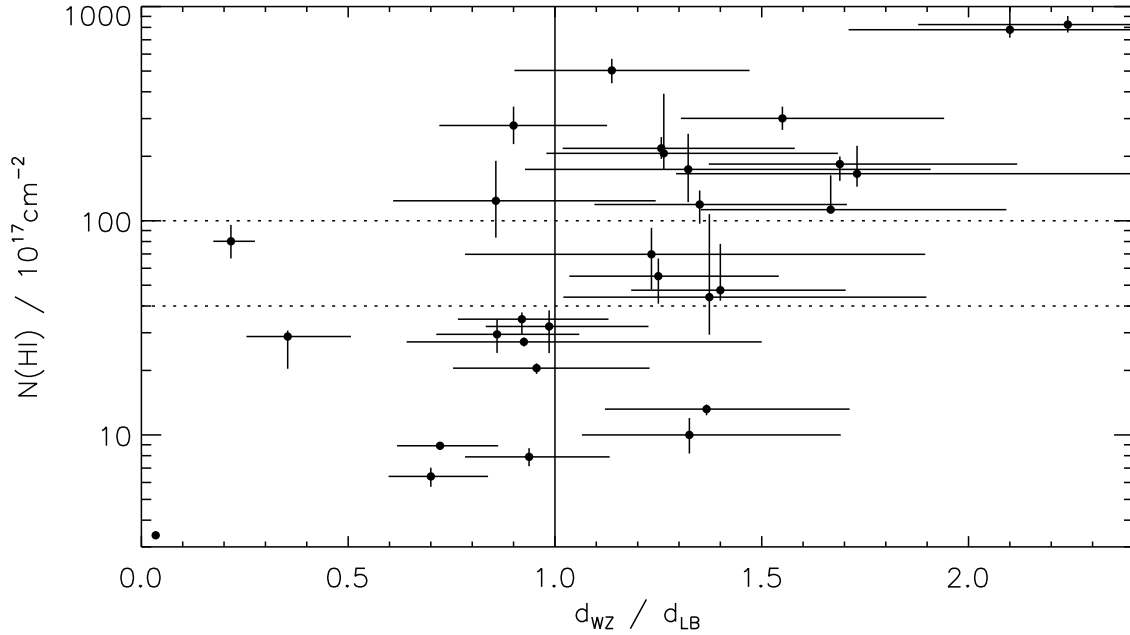


Abbildung 6.7: Vergleich zwischen den gemessenen $N(\text{HI})$ -Werten und der Entfernung zum Rand der Lokalen Blase bestimmt aus Beobachtungen des weichen Röntgenhintergrunds (Snowden et al. 1998). Aufgetragen ist die Säulendichte gegen dem Verhältnis $d_{\text{WZ}}/d_{\text{LB}}$, wobei d_{WZ} die Entfernung zum Weißen Zwerg und d_{LB} die Entfernung zum Rand der Lokalen Blase bezeichnet. Bei $d_{\text{WZ}}/d_{\text{LB}} < 1$ befindet sich der Stern innerhalb der Blase, bei $d_{\text{WZ}}/d_{\text{LB}} > 1$ außerhalb

ergibt, enthält Abb. 6.7. Hier ist der $N(\text{HI})$ -Wert gegenüber dem Verhältnis $d_{\text{WZ}}/d_{\text{LB}}$ aus der Entfernung zum Weißen Zwerg und der Entfernung zum Rand der Blase in Richtung des Weißen Zwergs aufgetragen. Die Entfernungen zu den Weißen Zwergen sind in Tab. 6.1 aufgelistet, wobei sich die Fehler aus den Unsicherheiten in T_{eff} , $\log g$ und m_V bzw. aus den Fehlern der Parallaxen ergeben. Die Entfernungen zum Rand der Blase wurden den Abb. 10 und 11 aus dem Artikel von Snowden et al. entnommen. Da diese Abbildungen Schnitte senkrecht zur galaktischen Ebene in Schritten von $\Delta l = 30^\circ$ enthalten, beinhaltet der Ableseprozeß eine Unsicherheit für d_{LB} . Aus dem Vergleich der Werte, die sich für benachbarte Schnitte ergeben, kann der Fehler beim Ablesen zu etwa 15 % abgeschätzt werden. Für die Abb. 6.7 wurden sowohl die Fehler in d_{WZ} als auch die Fehler in d_{LB} berücksichtigt.

Sofern die Annahme stimmt, daß der Hohlraum der Lokalen Blase mit heißem Gas ausgefüllt ist und daß dahinter die Raumdichte von HI zunimmt, sollten die Objekte mit $d_{\text{WZ}}/d_{\text{LB}} < 1$ generell kleinere Säulendichten aufweisen als die Objekte mit $d_{\text{WZ}}/d_{\text{LB}} > 1$. Dies ist für die meisten Beobachtungen erfüllt. Aus Abb. 6.7 läßt sich außerdem eine Abschätzung für die maximale HI-Säulendichte innerhalb der Lokalen Blase bestimmen: $N(\text{HI})_{\text{max}} \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Die Höhe dieses Werts wird im wesentlichen durch die hohe Säulendichte von $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ für CD $-38^\circ 10980$ mit einer Entfernung von 13 pc bestimmt. Dieser Stern weist jedoch für diese geringe Entfernung eine sehr hohe Säulen-

dichte auf. Holberg et al. (1995a) konnten zirkumstellare Linien von Kohlenstoff und Silizium nachweisen. Dies legt die Vermutung nahe, daß ein Teil der gemessenen HI-Säulendichte ebenfalls zirkumstellar sein könnte. Wenn daher CD-38° 10980 eine Ausnahme darstellt, dann ergibt sich ein maximaler $N(\text{HI})$ -Wert innerhalb der Lokalen Blase von $N(\text{HI})_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Die beiden Randobjekte mit $N(\text{HI}) > 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ und $d_{\text{WZ}}/d_{\text{LB}} \lesssim 1$ werden hierbei als außerhalb der Blase liegend angesehen, da die Fehler der Entfernungen entsprechend groß sind und die Grenze der Lokalen Blase unsicher ist (s. u.).

Bei diesem Wert liegen zwei Weiße Zwerge mit $N(\text{HI}) < N(\text{HI})_{\text{max}}$ außerhalb der Lokalen Blase. Diese beiden Objekte (MCT 0455-2812, RE J0723-27) liegen in Richtung der Region mit geringer Dichte bei $l \approx 230^\circ$. Wie von Snowden et al. (1998) bemerkt, weist der Röntgenhintergrund in dieser Richtung keine erhöhte Intensität auf, d. h., daß hier die größere Ausdehnung des Hohlraums nicht mit einer entsprechenden Ausdehnung des heißen Plasmas korreliert ist. Dies erklärt, warum diese beiden Sterne niedrige $N(\text{HI})$ -Werte aufweisen, obwohl sie außerhalb der durch die Röntgenstrahlung definierten Blase liegen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der Vergleich der gemessenen HI-Säulendichten mit den Ergebnissen aus der ROSAT-Himmelsdurchmusterung einen typischen Wert von $N(\text{HI})_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ für die Säulendichte in der Lokalen Blase ergibt.

Während mit der Beobachtung der weichen Röntgenstrahlung durch ROSAT die Verteilung des heißen Plasmas bestimmt wurde, zeigt sich der neutrale Wasserstoff vor allem durch Absorption im extrem-ultravioletten Spektralbereich, was für die in dieser Arbeit präsentierte Untersuchung ausgenutzt wurde. Allerdings sind durch die geringe Anzahl von 32 Objekten nur eingeschränkte Aussagen über die räumliche Verteilung von HI möglich. Einen umfassenderen Überblick bieten dagegen die Himmelsdurchmusterungen mit der WFC-Kamera von ROSAT (Pounds et al. 1993) und dem EUVE-Satelliten (Bowyer et al. 1996).

Erste Schlüsse aus diesen Daten lassen sich schon aus der Verteilung der detektierten Weißen Zwerge am Himmel ziehen: Es gibt eine auffällig geringe Flächendichte von Weißen Zwergen bei etwa $270^\circ < l < 60^\circ$ und $b > 30^\circ$ (Warwick et al. 1993, Vallergera 1996). Wenn man von einer isotropen Verteilung der Weißen Zwerge ausgeht, deutet dies auf einen steilen Anstieg der Raumdichte von HI hin, so daß der EUV-Fluß der Weißen Zwerge absorbiert wird. Ein solcher Anstieg zeigt sich auch in den Untersuchungen von Frisch & York (1983) und Paresce (1984). Dieser Gas-„Wall“ wird als die Grenze zwischen der Lokalen Blase und der benachbarten Loop I-Blase angesehen (Frisch 1995).

Eine detailliertere Untersuchung der EUV-Himmelsdurchmusterungen erfordert Modelle für den intrinsischen Fluß der beobachteten Objekte. Dies wurde von Diamond et al. (1995) für die DA Weißen Zwerge und die späten Sterntypen in der ROSAT-Durchmusterung durchgeführt. Bei letzterer Sternklasse entsteht der EUV-Fluß nicht in der Photosphäre, wie bei Weißen Zwergen, sondern in einer heißen Korona. Aufgrund der geringen Energieauflösung während der Durchmusterung ist es nicht möglich, neben $N(\text{HI})$ auch Säulendichten für He I und He II zu bestimmen. Für letztere Elemente müssen feste Verhältnisse relativ zu Wasserstoff angenommen werden.

Die von Diamond et al. bestimmten $N(\text{HI})$ -Werte zeigen ähnliche starke Streuungen wie in Abb. 6.1. Es ergibt sich eine mittlere Entfernung zum Rand der Lokalen Blase von

70 pc, wobei für größere Entfernungen typischerweise $N(\text{H I}) > 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ gilt. Dies ist mit Abb. 6.1 kompatibel, auch wenn hier der Anteil der Sterne mit $N(\text{H I}) < 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ bei $d > 70 \text{ pc}$ größer ist. Die $N(\text{H I})$ -Verteilung von Diamond et al. impliziert eine mittlere Dichte von $\langle n(\text{H I}) \rangle \approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$ innerhalb von 20 bis 30 pc Entfernung von der Sonne. Danach sinkt die mittlere Dichte auf weniger als 0.04 cm^{-3} , um dann ab $d > 70 \text{ pc}$ wieder auf $\langle n(\text{H I}) \rangle > 0.1 \text{ cm}^{-3}$ anzusteigen. Darin zeigt sich die Morphologie aus Lokaler Wolke, Lokaler Blase und umgebendem Medium. Aufgrund der geringeren Anzahl an Objekten in dieser Untersuchung, vor allem bei $d < 50 \text{ pc}$, läßt sich ein solches Verhalten für die mittlere Dichte aus den vorliegenden Daten nicht bestimmen.

In Richtung auf das galaktische Zentrum ($l = 0^\circ$) zeigt die Untersuchung von Diamond et al. einen starken Anstieg auf $N(\text{H I}) > 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ innerhalb von 30 pc. Diese Folgerung beruht jedoch im wesentlichen auf einem einzigen Objekt und kann, zumindest in dieser Stärke, mit den hier vorliegenden Daten nicht bestätigt werden. Wahrscheinlich ist dies ein weiteres Beispiel für die starke Inhomogenität der lokalen interstellaren Materie.

Neben Messungen der Wasserstoff-Säulendichte können auch Linien anderer Elemente zur Beobachtung der interstellaren Materie herangezogen werden. Eine der umfassendsten Untersuchungen dieser Art wurde von Welsh et al. (1998) mit Na I durchgeführt. Hieraus ergibt sich folgendes Bild: Bis zu einer Entfernung von etwa 50 pc treten nur Säulendichten mit $\log N(\text{Na I}) < 10.3$ auf, während bei $d > 100 \text{ pc}$ $\log N(\text{Na I}) > 11.0$ die Regel ist. Dies läßt sich dadurch interpretieren, daß die Lokale Blase in allen Richtungen wenigstens bis 50 pc ausgedehnt ist. Dies stimmt gut mit dem Ergebnis aus Abb. 6.1 überein, wonach erst bei $d > 50 \text{ pc}$ Werte von $N(\text{H I}) > 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ auftreten.

Einen detaillierten Vergleich für die Beobachtungen innerhalb der galaktischen Ebene ermöglicht Abb. 6.8. Hier ist die Grenze der Lokalen Blase nach den Daten von Welsh et al. aufgetragen, wobei für Sterne innerhalb der Blase $N(\text{Na I}) < 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ gilt. Es wurden nur Objekte mit $-35^\circ \leq b \leq +35^\circ$ verwendet. Außerdem dargestellt ist die Grenze der Lokalen Blase nach Snowden et al. (1998).

Von den hier untersuchten Objekten wurden ebenfalls nur solche mit $-35^\circ \leq b \leq +35^\circ$ benutzt, mit der Ausnahme von MCT 0455–2812 bei $b = -36^\circ$, da sich dieses Objekt in der CMa-Region mit niedriger Säulendichte befindet.

In Abb. 6.8 ist am auffälligsten, daß die Lokale Blase nach Snowden et al. deutlich kleiner ist als nach Welsh et al. Dementsprechend liegen die meisten der hier untersuchten Objekte innerhalb der $N(\text{Na I}) < 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ -Linie, während nach Abb. 6.7 nur etwa ein Drittel der Objekte innerhalb der Blase liegt.

Bei den Unterschieden in den Konturlinien zeigen sich Unsicherheiten bei der Bestimmung und Definition der Grenze der Lokalen Blase. Säulendichten von $N(\text{Na I}) > 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ sind typische für kühle ($T \approx 100 \text{ K}$) Wolken im interstellaren Medium (Welsh et al. 1994) und wurden daher als Grenze für die Lokale Blase gewählt. Nach der Korrelation zwischen $N(\text{Na I})$ und $N(\text{H I})$ von Ferlet et al. (1985) entspricht diese Säulendichte etwa $N(\text{H I}) = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Dies stimmt in etwa mit den aus den Weißen Zwergen gemessenen Werten überein, insbesondere wenn berücksichtigt wird, daß die Korrelation nur auf etwa 50 % genau ist. Hinzu kommt, daß Na I wegen des geringen Ionisationspotentials von 5.1 eV vor allem ein Indikator für kühles Gas mit $T < 1000 \text{ K}$ ist (Welsh et al. 1998), während die Lokale Wolke eine Temperatur von etwa 7000 K besitzt (Linsky et al. 1993). H I kann noch in Wolken vorhanden sein, in denen Na I nicht mehr vorkommt.

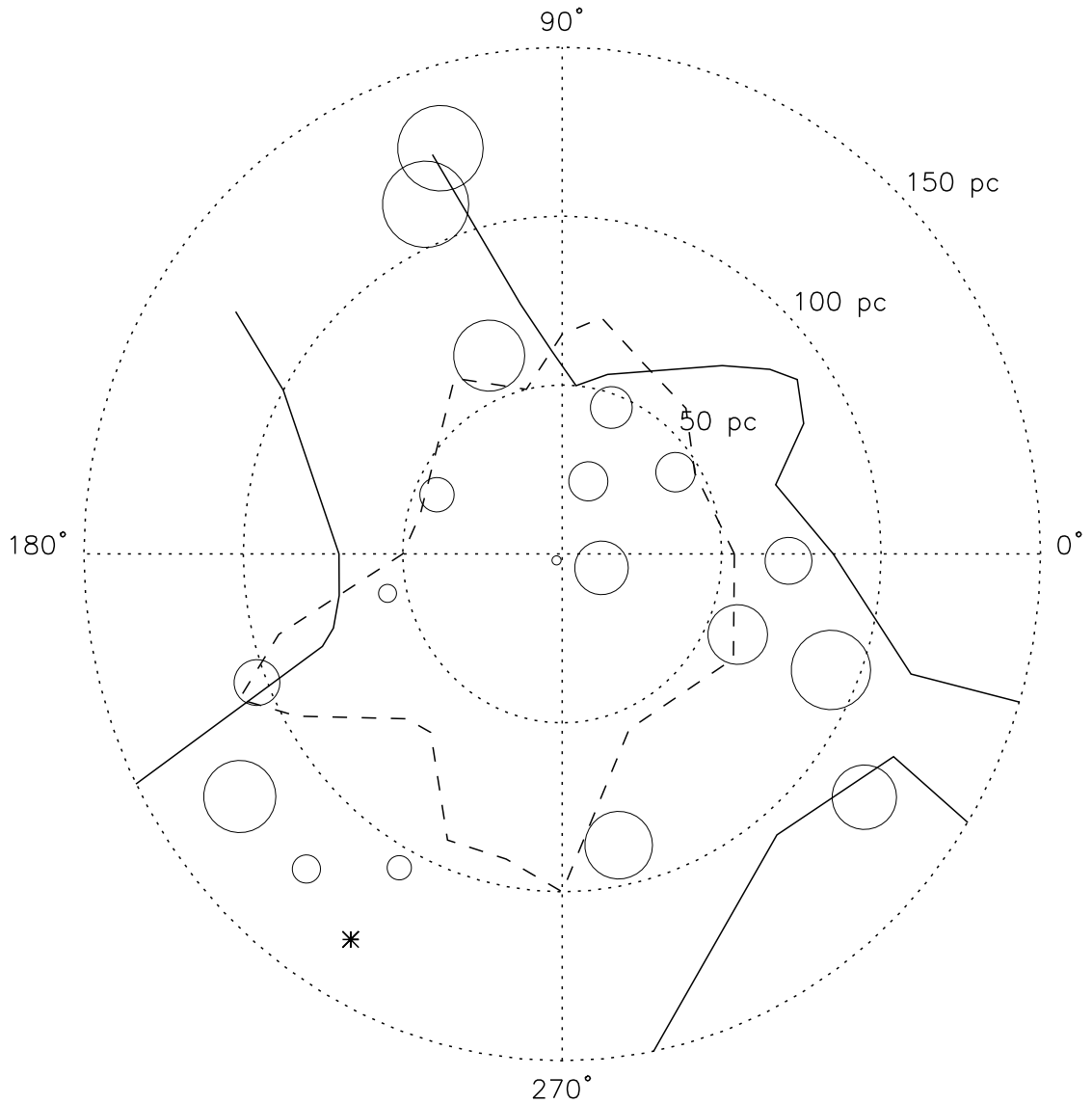


Abbildung 6.8: $N(\text{H I})$ -Verteilung in der galaktischen Ebene. Es sind nur Weiße Zwerge mit $-35^\circ \leq b \leq +35^\circ$ berücksichtigt. Die Konturlinien geben die Grenzen der Lokalen Blase nach Snowden et al. (1998, gestrichelt) und Welsh et al. (1998, durchgezogen) wieder. Die Position von Adara (ϵ CMa) wird durch einen Stern angegeben

Neben der Möglichkeit, daß durch $N(\text{Na I}) < 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ die Lokale Blase nicht genau genug beschrieben wird, sind die Probleme bei der Umrechnung der Röntgenintensität in die Ausdehnung des heißen Plasmas eine weitere Möglichkeit zur Erklärung der Unterschiede zwischen Snowden et al. (1998) und Welsh et al. (1998). Zur Bestimmung des notwendigen Skalierungsfaktors wurde von Snowden et al. die Abschätzung des Röntgenhintergrunds durch die Molekülwolke MBM 12 verwendet, wodurch die Röntgenintensität des Vordergrunds bestimmt werden konnte. Zusammen mit der Entfernung der Wolke ergibt sich hieraus ein Faktor, mit dem die Intensität in eine Entfernungsangabe umge-

rechnet werden kann, sofern die Emission des heißen Plasmas gleichförmig in der Lokalen Blase ist. Da die Entfernung zu MBM 12 nur sehr ungenau bekannt ist (32 pc bis 90 pc), ergibt sich eine Unsicherheit von 50 % für die Skalierung. Mit einer um einen Faktor 1.5 größeren Blase ließe sich die Diskrepanz zu Welsh et al. weitgehend auflösen. Ein solche Skalierung würde die maximale HI-Säulendichte innerhalb der Blase auf $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ ansteigen lassen (vgl. Abb. 6.7). Ein solcher Wert ist jedoch im Vergleich mit anderen Untersuchungen (z.B. Diamond et al. 1995) eher unwahrscheinlich.

Außerdem fällt in Abb. 6.8 auf, daß sich die CMa-Region bei $l \approx 235^\circ$ nicht in den Röntgendaten widerspiegelt, wie bereits weiter oben erwähnt. Möglicherweise deutet dies darauf hin, daß niedrige Dichten an neutralem Gas nicht vollständig mit dem Vorhandensein von heißem Plasma korreliert ist, wodurch auch die generelle Diskrepanz mit den Na I-Werten zu erklären wäre.

In den Daten von Welsh et al. können drei Richtungen identifiziert werden, in denen die Lokale Blase mehr als 150 pc ausgedehnt ist. Dies sind die bekannte CMa-Region bei $l \approx 235^\circ$, die Region bei $l \approx 135^\circ$ und eine Art Tunnel in Richtung der Sternbilder Lupus und Norma bei $l \approx 330^\circ$. Die CMa-Region läßt sich bereits in Abb. 6.2 identifizieren, auch wenn sich die große Breite nicht aus den HI-Daten bestimmen läßt. Die gemessenen $N(\text{HI})$ -Werte sind mit den Na I-Säulendichten kompatibel, da die hohen HI-Dichten eher zum Rand der CMa-Region auftreten. Dagegen lassen sich die beiden anderen Regionen mit niedriger Dichte nicht in den Wasserstoff-Daten identifizieren.

Für die Richtung von $l \approx 135^\circ$ liegt dies vermutlich an der geringen Anzahl der Beobachtungen, die zum Rand der Region konzentriert sind. In Richtung Lupus-Norma liegen jedoch mehrere Weiße Zwerge mit hohen $N(\text{HI})$ -Werten. Hier zeigt sich vermutlich die hohe Inhomogenität der interstellaren Materie, die bewirkt, daß Blickrichtungen, die nicht sehr genau mit dem Lupus-Norma-Tunnel übereinstimmen, höhere Säulendichten aufweisen. Aus den Na I-Daten sind solche Inhomogenitäten nicht auszuschließen (R. Lallement, priv. Komm.). Außerdem zeigten auch frühere Untersuchungen einen generellen starken Anstieg der HI-Absorption in dieser Region (z.B. Paresce 1984, Warwick et al. 1993, Diamond et al. 1995).

Neben der Verteilung des neutralen Wasserstoffs ist die Frage der Ionisation der interstellaren Materie von Interesse. In Abschnitt 6.4 wurde gezeigt, daß Helium in allen Blickrichtungen signifikant ionisiert ist, wobei der durchschnittliche Ionisationsgrad etwa 40 % beträgt. Dagegen ist die Ionisation von Wasserstoff richtungsabhängig mit einem Maximum in Richtung des Sternbilds Canis Major.

Die Ursache für dieses Verhalten von f_{H} läßt sich aus der Verteilung der Strahlung im extrem-ultravioletten Spektralbereich in der Sonnenumgebung verstehen. Vallergera (1996, 1998) hat aus beobachteten EUVE-Spektren den stellaren Anteil an dieser Strahlung bestimmt. Oberhalb von 504 \AA wird diese Strahlung von dem B2II-Riesenstern Adara ($\epsilon \text{ CMa}$, $l = 239.83^\circ$, $b = -11.33^\circ$, $d = 132 \text{ pc}$) dominiert. Dessen Strahlung wird kaum durch interstellaren Wasserstoff absorbiert, da sich der Stern in der CMa-Region mit niedriger Dichte befindet. Der Anteil der EUV-Strahlung bei $\lambda > 504 \text{ \AA}$ ist zur Ionisation von Wasserstoff wichtig. Aus der beobachteten Verteilung hat Vallergera einen Gradienten für den H-Ionisationsgrad innerhalb der Lokalen Wolke bestimmt: f_{H} steigt von etwa 0.15 bei der Sonne auf 0.65 am Rand der Wolke (bei 2.8 pc Entfernung entsprechend $N(\text{HI}) = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ in Richtung auf Adara). Sichtlinien, die von Adara wegzeigen,

sollten einen geringeren Ionisationsgrad aufweisen.

Ein solches Verhalten sollte sich am besten bei den Objekten mit den niedrigsten H I-Säulendichten zeigen, da hier vermutlich nur die Lokale Wolke beobachtet wird. Bei drei dieser Objekte (HZ 43A, GD 71 und RE J0723–27) konnten Ionisationsgrade bestimmt werden. Diese zeigen qualitativ das von Vallerger vorhergesagte Verhalten: Der Wasserstoff in Richtung auf RE J0723–27, dem Stern mit dem geringsten Winkelabstand ($\theta = 6^\circ$) zu Adara, weist mit $f_H = 0.69$ den höchsten Wert auf, während bei HZ 43A mit $\theta = 107^\circ$ nur $f_H = 0.03$ gemessen wird. GD 71 liegt mit $\theta = 48^\circ$ und $f_H = 0.32$ dazwischen.

Beim Vergleich der gemessenen Ionisationsgrade mit den Vorhersagen von Vallerger ist zu beachten, daß die gemessenen Werte aus Säulendichten bestimmt wurden, die über die Lokale Wolke integriert worden sind, während die Vorhersagen sich auf die lokalen Ionisationsgrade beziehen. Am besten sollte sich daher ein gemittelter Wert mit den Beobachtungen vergleichen lassen.

Der Mittelwert von f_H innerhalb der Lokalen Wolke in Richtung auf Adara beträgt nach Vallerger etwa 0.4. Dies ist 40 % niedriger als der Wert von RE J0723–27, dem Stern mit dem geringsten Winkelabstand zu Adara. Allerdings beinhaltet das Modell von Vallerger einige Unsicherheiten: Das lokale Gas besteht aus mindestens drei unterschiedlichen Wolkenfragmenten (Gry et al. 1995), während Vallerger eine homogene Verteilung annimmt, und die Temperatur- und Dichtestruktur innerhalb dieser Wolken ist praktisch unbekannt.

Eine Abhängigkeit vom Winkel θ wird auch bei den Weißen Zwergen beobachtet, deren Säulendichten größere Werte aufweisen und wo der Sehstrahl neben der Lokalen Wolke möglicherweise auch andere Wolken durchquert (siehe Abb. 6.5 und 6.6). Damit stimmt die Verteilung von f_H qualitativ mit der Annahme überein, daß die Ionisation von Wasserstoff im wesentlichen durch die EUV-Strahlung von Adara bestimmt wird.

Für die beobachteten Ionisationsgrade von Helium bietet das stellare Strahlungsfeld dagegen keine Erklärung. Dieses wird unterhalb von 504 \AA von den Weißen Zwergen Feige 24 und G 191-B2B bestimmt. Die Strahlung ist jedoch zu schwach, um Helium nennenswert zu ionisieren: Für die Lokale Wolke sagt Vallerger einen nahezu konstanten Wert von $f_{He} \approx 0.04$ voraus. Damit kann der beobachtete Ionisationsgrad von etwa 40 % nicht erklärt werden.

Für die Ionisation von Helium gibt es verschiedene mögliche Erklärungen. Lyu & Bruhweiler (1996) haben die zeitabhängige Ionisation von Wasserstoff und Helium nach einer nahen Supernovaexplosion berechnet. Durch die Schocks innerhalb der interstellaren Materie nach einer Explosion werden Wasserstoff und Helium nahezu vollständig ionisiert. Danach erfolgt eine langsame Rekombination der Atome.

Nach den Berechnungen von Lyu & Bruhweiler für die Lokale Wolke wird $f_{He} = 0.4$ etwa zwei Millionen Jahre nach dem Beginn der Rekombinationsphase erreicht. Allerdings sollte der Ionisationsgrad von Wasserstoff ebenfalls einen Wert aufweisen, der nur wenig niedriger als der von Helium ist. Zumindest die Beobachtung von HZ 43A steht hiermit im Widerspruch.

Eine andere Erklärungsmöglichkeit berücksichtigt den Einfluß des diffusen EUV-Hintergrunds, der in der Lokalen Heißen Blase entsteht. Die ursprünglichen Rechnungen von Cheng & Bruhweiler (1990) ergaben Ionisationsgrade von $f_H = 0.17$ und $f_{He} = 0.30$. Dies wäre in etwa in Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Allerdings zeigten Jelinski

et al. (1995), daß das diffuse EUV-Feld deutlich schwächer ist als von Cheng & Bruhweiler angenommen, womit dessen Beitrag zur Helium-Ionisation vernachlässigbar wäre.

Slavin & Frisch (1998) haben eine weitere Erklärung für den hohen Ionisationsgrad von Helium vorgeschlagen. Die Autoren haben die Strahlung berechnet, die in der Grenzschicht zwischen der Lokalen Wolke und dem umgebenden heißen Plasma entsteht. Hier wird das Gas von etwa 7000 K innerhalb der Wolke auf etwa 10^6 K aufgeheizt. Die in der Grenzschicht emittierten Photonen haben eine mittlere Energie von 33 eV, entsprechend 376 Å, und sind daher gut zur Ionisation von Helium geeignet. Nach den Berechnungen von Slavin & Frisch kann diese Strahlung den Ionisationsgrad von Helium deutlich erhöhen.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß die in dieser Arbeit bestimmte Verteilung des neutralen Wasserstoffs mit den bisherigen Ergebnissen übereinstimmt. Für den mittleren Ionisationsgrad von Wasserstoff deutet sich eine Abhängigkeit von der Winkelentfernung zu Adara an. Dies bestätigt die Wichtigkeit dieses Stern für die Ionisation des lokalen Wasserstoffs. Dagegen erfordert der hohe Ionisationsgrad von Helium die Berücksichtigung weiterer noch unklarer Mechanismen.

Kapitel 7

Schlußfolgerungen

Die extrem-ultraviolette Strahlung von heißen Weißen Zwergsternen des Spektraltyps DA ermöglicht die Untersuchung der chemischen Zusammensetzung der Atmosphären dieser Sterne und die Bestimmung von interstellaren Säulendichten für H I, He I und He II. Der Fluß in diesem Spektralbereich ist sehr empfindlich gegenüber Spuren von Helium oder Metallen, so daß diese im EUV auch dann entdeckt werden können, wenn ihre Häufigkeiten zu gering für eine Identifikation im Ultravioletten und im Optischen sind.

Durch die große Anzahl der mit dem ROSAT-Satelliten beobachteten Weißen Zwerge konnte zum ersten Mal eine Abhängigkeit der EUV-Opazität von der Effektivtemperatur eindeutig nachgewiesen werden. Die spektroskopischen Beobachtungen mit EUVE ermöglichten die präzise Bestimmungen von Temperaturgrenzen: Nahezu alle DA Weißen Zwerge mit $T_{\text{eff}} > 50000$ K weisen photosphärische Absorber auf, die schwerer als Wasserstoff und Helium sind. Bei niedrigeren Temperaturen sind dagegen solche Objekte eine kleine Minderheit.

Die Natur dieser Absorber konnte durch die gemeinsame Untersuchung von HST- und EUVE-Spektren von G 191-B2B geklärt werden: Das wichtigste Element im extremen Ultraviolett ist Eisen, gefolgt von Nickel. Dieses Ergebnis kann auch auf die anderen Objekte mit $T_{\text{eff}} > 50000$ K übertragen werden. Die Temperaturabhängigkeit der EUV-Opazität, die Übereinstimmung von gemessenen und vorhergesagten Eisen-Häufigkeiten und die Reproduktion der HST- und EUVE-Spektren von G 191-B2B mit einem selbstkonsistenten Diffusionsmodell erlauben schließlich den Schluß, daß Diffusion in Verbindung mit selektivem Strahlungsdruck der wichtigste Mechanismus für die Existenz von Metallen in der Atmosphäre ist. Damit ist die Natur der EUV-Opazität und der physikalische Grund für die Opazität bei den Weißen Zwergen mit $T_{\text{eff}} > 50000$ K geklärt.

Bei niedrigeren Effektivtemperaturen konnten die EUVE-Beobachtungen zeigen, daß nahezu alle untersuchten Objekte reine Wasserstoff-Atmosphären besitzen. Eine der wenigen Ausnahmen ist GD 394 mit $T_{\text{eff}} = 39600$ K. Hier ist es jedoch mit dem vorhandenen Beobachtungsmaterial nicht möglich, die im EUV wichtigen Absorber eindeutig zu bestimmen. Eine Klärung dieser Frage ist mit dem „Far Ultraviolet Spectral Explorer“ (FUSE) zu erwarten, der im Frühjahr 1999 gestartet werden soll. Die spektrale Auflösung dieses Satelliten ist ausreichend, um Linien von Stickstoff, Sauerstoff oder Eisen zu identifizieren, falls diese Elemente mit den für die EUV-Opazität benötigten Häufigkeiten in der Atmosphäre vorhanden sind.

Neben neuen Beobachtungen ist auch die Analyse von weiteren Weißen Zwergen mit selbstkonsistenten Diffusionsrechnungen sinnvoll. Für GD 394 könnte dadurch eine genaue Vorhersage für das EUV-Spektrum gewonnen werden. Dies würde Aussagen darüber ermöglichen, ob neben Diffusion und Strahlungsdruck noch weitere Mechanismen für die photosphärischen Häufigkeiten wichtig sind. Ein weiteres interessantes Objekt ist RE J1032+53, für den Holberg et al. (1999) eine nach außen ansteigende Stickstoff-Häufigkeit vorhersagen. Mit selbstkonsistenten Diffusionsrechnungen könnte geklärt werden, ob eine derartige Verteilung durch selektiven Strahlungsdruck entstehen kann. Außerdem interessant wäre die Untersuchung eines Weißen Zwergs aus der GD 246-Gruppe, da sich diese Objekte wahrscheinlich aus den G 191-B2B-Sternen entwickelt haben, und eines heißeren Weißen Zwergs (z.B. RE J2214–49), bei dem aufgrund der hohen Effektivtemperatur möglicherweise Massenverlust eine Rolle spielen kann (Unglaub & Bues 1998).

Aus der Analyse der interstellaren Säulendichten ließ sich eine Verteilung des neutralen Wasserstoffs bestimmen, die mit der bekannten Morphologie aus Lokaler Blase und Lokaler Wolke übereinstimmt. Für die H I-Säulendichte innerhalb der Lokalen Blase ergibt sich eine obere Grenze von $N(\text{H I}) \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$.

Mit Hilfe der Säulendichten von He I und He II konnten die Ionisationsgrade für Wasserstoff und Helium bestimmt werden. Während Helium in allen Blickrichtungen weitgehend gleichmäßig ionisiert ist ($\approx 40\%$), gibt es bei Wasserstoff Hinweise auf eine bevorzugte Ionisation in Richtung des Sternbilds Canis Major. Dies stimmt mit der Annahme überein, daß die Ionisation von Wasserstoff in der lokalen interstellaren Materie durch die EUV-Strahlung des Riesensterns Adara (ϵ CMa) entsteht. Für eine Bestätigung dieses Ergebnisses wären weitere Beobachtungen im extremen Ultraviolett wünschenswert, da die Grundzustandslinien von He I und He II in diesem Spektralbereich liegen. Die Möglichkeiten des EUVE-Satelliten sind hierfür jedoch weitgehend ausgeschöpft worden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die EUVE-Beobachtungen die Kenntnis der chemischen Zusammensetzung der Atmosphären von Weißen Zwergen erweitert haben und Einsichten in die Struktur der lokalen interstellaren Materie ermöglichten.

Anhang A

Verwendete ROSAT- und EUVE-Beobachtungen

Tabelle A.1: Liste der verwendeten Beobachtungen mit dem Röntgenteleskop XRT des ROSAT-Satelliten. Es sind jeweils der Zeitraum der Beobachtungen, die Beobachtungszeit, die Zählrate mit 1σ -Fehler und die zusätzlich verwendeten EXOSAT- und WFC-Beobachtungen angegeben. Die Beobachtungen mit dem Bor-Filter des PSPC-Detektors sind mit einem „B“ hinter der Zählrate gekennzeichnet, die HRI-Beobachtungen mit einem „H“. Alle anderen Zählraten sind PSPC-Beobachtungen ohne Bor-Filter

WD-Nr.	Name	Datum	Zeit/s	Zählrate/s ⁻¹	EXOSAT/WFC
0037+312	GD 8	22.07.92–28.07.92	28366	0.018 ± 0.002	
0050–332	GD 659	24.12.91–25.12.91	3432	3.01 ± 0.03	S1, S2, P1, Al/P, Lx3
0116–231	GD 695	20.06.90–26.06.90	16961	0.008 ± 0.002	
0134+181	PG 0134+181	31.01.92–01.02.92	3676	≤ 0.0009	
0134+833	GD 419	09.02.91–02.02.92	6746	≤ 0.0016	
0136+251	PG 0136+251	25.01.92	2077	0.61 ± 0.06	S1, S2
0147+674	GD 421	10.03.92	2313	0.020 ± 0.005	B S1, S2
0232+035	Feige 24	16.01.92	1720	≤ 0.0013	B S1, S2, P1, P2
0320–539	LB 1663	14.06.92	1636	0.33 ± 0.02	S1, S2, Al/P, Lx3
		19.07.92–21.07.92	4784	0.046 ± 0.005	B
0346–011	GD 50	29.01.92	1965	0.32 ± 0.02	B S1, S2, P1, P2
0349+247	LB 1497	06.09.91–07.09.91	22750	≤ 0.0001	
0421+162	Van Rhijn 7	30.08.91	34731	≤ 0.0002	
0425+168	Van Rhijn 16	25.02.91–27.02.91	2930	0.059 ± 0.008	S1, S2, Lx4
0431+125	HZ 7, EG 39	27.02.92–03.03.93	42371	$\leq 7 \cdot 10^{-5}$	
0438+108	HZ 14, EG 42	24.02.91–07.09.92	915	≤ 0.0023	
		24.02.91–07.09.92	6831	≤ 0.0004	B
0439+466	LS V +46°21	22.02.92–23.02.92	4373	≤ 0.0007	
0455–282	RE J0457–28				S1, S2, P1, P2
0501+527	G 191-B2B	29.09.92	1874	≤ 0.0024	B S1, S2, P1, P2
					Al/P, Lx3, Lx4

Tabelle A.1 (Fortsetzung)

WD-Nr.	Name	Datum	Zeit/s	Zählrate/s ⁻¹	EXOSAT/WFC
0509-007	RE J0512-00	04.09.92	2956	0.070 ± 0.006	B S1, S2, P1
0510-418	RE J0512-41	29.03.92-30.03.92	6788	0.128 ± 0.006	B S1, S2
0518-105	RE J0521-10	25.03.92-27.03.92	5311	0.208 ± 0.009	S1, S2
0548+000	GD 257	28.03.92	4373	0.73 ± 0.02	S1, S2, Al/P, Lx3 PPL
0549+158	GD 71	03.03.91-04.03.92	3054	0.30 ± 0.01	B S1, S2, P1, Al/P, Lx3
0612+177	G 104-27	09.03.91-12.03.91	9407	≤ 0.00045	B
0615+656	HS 0615+6536	07.03.96	8195	≤ 0.0006	H
0621-376	RE J0623-37	30.10.92	6750	≤ 0.0012	S2, P1
0631+107	KPD 0631+1043	03.04.92	7412	0.020 ± 0.003	B S1, S2
0642-166	Sirius B	15.03.91-20.04.91	3287	1.80 ± 0.03	B S1, S2, P1
0644+375	G 87-7	15.03.91	9607	≤ 0.00078	
0651-020	GD 80	27.03.93	403	0.50 ± 0.04	S1, S2
		20.10.92-28.03.93	3815	0.067 ± 0.006	B
0715-703	RE J0715-70	09.02.93-11.02.93	2834	3.66 ± 0.04	S1, S2
		14.02.93	1857	0.50 ± 0.02	B
0730+487	GD 86	02.04.91-04.04.91	2330	≤ 0.0015	
0805+654	PG 0805+654	17.03.91-18.03.91	8354	0.038 ± 0.007	
0823+317	Ton 320	10.04.91	11005	≤ 0.0007	
0824+289	PG 0824+289	28.10.92	2744	0.53 ± 0.02	S1, S2
		01.05.92-02.05.92	3734	0.077 ± 0.006	B
0834+501	PG 0834+501	31.03.92-02.04.92	5091	≤ 0.00083	
0836+197	LB 5893	27.04.92	1548	≤ 0.0084	
0848+119	WZ in M 67	15.11.91-19.11.91	10515	0.0075 ± 0.0023	
1010+064	PG 1010+064	08.05.92-12.05.92	6795	0.098 ± 0.007	
1013-050	RE J1016-05	03.12.91-05.12.91	4318	0.575 ± 0.013	B S1, S2
1026+454	PG 1026+454	12.05.92	1533	0.027 ± 0.006	B S1, S2
1029+537	RE J1032+53	17.11.91	1577	0.68 ± 0.02	B S1, S2, P1
1031-114	G 162-66	28.05.92	1621	0.18 ± 0.02	S1, S2, Al/P, Lx3
1033+464	GD 123	18.11.91-19.11.91	4888	0.023 ± 0.004	B S1, S2
1040+492	RE J1043+49	18.11.91	2128	0.12 ± 0.01	B S1, S2, P1
1041+580	PG 1041+580	28.11.91	3319	0.024 ± 0.004	B S1, S2
1058-129	PG 1058-129	16.06.92-18.06.92	9720	≤ 0.00080	
1121+145	PG 1121+145	25.11.91-26.11.91	6814	≤ 0.00098	
1123+189	PG 1123+189	28.05.92	1844	0.055 ± 0.008	B S1, S2, P1
1134+300	GD 140	30.05.91-31.05.91	33886	0.0076 ± 0.0009	
1214+267	LB 2	28.12.91-31.12.91	3287	≤ 0.0016	
1218+497	LB 2318	07.05.92	3270	≤ 0.00096	
1223+478	PG 1223+478	13.11.91	5587	0.003 ± 0.002	
1232+238	PG 1232+238	02.06.92	2453	0.010 ± 0.004	B S1
1232+479	GD 148	14.11.91-15.11.91	2510	≤ 0.0085	
1234+482	PG 1234+482	14.11.91-15.11.91	2510	2.05 ± 0.04	S1, S2, P1
1248-610	L 0147-011	20.08.92-30.08.92	7264	≤ 0.0010	
1254+223	GD 153	10.07.90-11.07.90	8573	3.94 ± 0.02	S1, S2, P1
		26.12.91	1895	0.73 ± 0.02	B Al/P, Lx3, Lx4, PPL
1305-017	PG 1305-017	07.01.92	1560	≤ 0.0046	

Tabelle A.1 (Fortsetzung)

WD-Nr.	Name	Datum	Zeit/s	Zählrate/s ⁻¹	EXOSAT/WFC
1314+293	HZ 43A	11.12.91–15.12.92	9413	72.01 ± 0.09	S1, S2, P1, P2
		15.12.92	2812	8.80 ± 0.06	B Al/P, Lx3, Lx4, PPL
1333+497	PG 1333+498	07.01.93	2240	0.029 ± 0.009	
1335+700	PG 1335+701	04.12.91	1488	0.074 ± 0.016	S2
1337+705	G 238-44	04.12.91	1488	≤ 0.0019	
1403-077	PG 1403-077	28.01.92	4781	0.210 ± 0.011	
1415+132	Feige 93	31.01.92	3313	0.034 ± 0.009	
1513+442	CBS 234	09.02.93–10.02.93	10332	0.010 ± 0.003	
1525+422	PG 1525+422	09.02.93–10.02.93	6495	≤ 0.0004	
1547+015	PG 1547+016	28.01.93	5977	≤ 0.0010	
1548+406	PG 1548+405	21.08.92–23.08.92	3801	0.030 ± 0.007	
1603+432	PG 1603+432	17.01.92–28.08.92	1570	≤ 0.0024	
1620-391	CD -38°10980	26.02.92	1875	0.93 ± 0.03	S1, S2, Al/P, Lx3
		12.03.92	3426	0.102 ± 0.006	B
1631+781	RE J1629+78	18.10.91–24.10.91	37490	6.927 ± 0.015	S1, S2, P1, P2
		24.11.91	2793	0.95 ± 0.02	B
1636+351	KUV 0433-03	02.09.92	4212	0.55 ± 0.02	S1, S2
1642+385	PG 1642+385	19.01.92	1002	≤ 0.0036	
1657+344	PG 1657+344	02.09.92–03.09.92	6366	0.238 ± 0.009	
1658+441	PG 1658+441	02.09.92	6670	0.264 ± 0.009	S1, S2, Al/P, Lx3
		14.01.92	3268	0.018 ± 0.004	B
1749+717	HS 1749+7145	20.10.95–30.11.95	10885	≤ 0.00074	H
1819+580	RE J1820+58	03.12.91–04.12.91	2151	0.13 ± 0.01	B S1, S2
1827+778	HS 1827+7753	01.03.96–02.03.96	11396	≤ 0.00045	H
1845+019	BPM 93487	13.10.92–16.10.92	1475	0.023 ± 0.007	B S1, S2, P1
1914+094	KPD 1914+0929	30.10.92–02.11.92	7390	≤ 0.0016	
1936+327	GD 222	30.03.92	3386	0.015 ± 0.009	
1950-432	WD 1950-432	30.03.92	3387	≤ 0.0059	
2000-562	WD 2000-562	17.04.92–23.04.92	5844	0.063 ± 0.006	S2, Al/P, Lx3
2004-605	RE J2009-60	28.10.92	1570	1.06 ± 0.03	B S1, S2
2014-575	L 210-114	14.04.92–16.04.92	4123	0.135 ± 0.009	S2
2028+390	GD 391	21.04.91–04.11.92	3491	0.078 ± 0.008	S1, S2, Al/P, Lx3
2032+248	Wolf 1346	11.05.91–12.05.91	9857	0.004 ± 0.002	
2111+498	GD 394	08.05.91	382	1.56 ± 0.08	S1, S2, P1,
		08.05.91	7101	0.083 ± 0.004	B Al/P, Lx3, Lx4
2136+828	G 261-45	16.04.92–17.04.92	6006	≤ 0.0012	
2211-495	RE J2214-49	15.11.92–16.11.92	3775	0.009 ± 0.005	S2, P1
2246+066	HS 2246+0640	31.05.96–05.06.96	9501	≤ 0.00078	H
2309+105	GD 246	30.11.91–01.12.91	5349	0.60 ± 0.01	B S1, S2, Al/P, Lx3
2314+471	GD 405	14.12.91	5495	≤ 0.0016	
2321-549	RE J2324-54	05.12.92	2971	0.18 ± 0.01	B S1, S2, P1
2342+806	GD 561	12.03.91–13.03.91	5539	≤ 0.0006	
2349+286	PG 2349+286	15.01.93	5937	0.009 ± 0.003	
2357+296	PG 2357+296	19.12.91	3841	0.028 ± 0.006	

Tabelle A.2: Liste der verwendeten EUVE-Beobachtungen. Für jedes Objekt sind das Datum der Beobachtung, die Integrationszeiten der drei Spektrometer, die Zugehörigkeit zu einer der spektralen Gruppen (siehe 5.4) und die sichtbaren interstellaren Helium-Merkmale angegeben. Die Gruppenbezeichnungen sind: „G 191“ für die G 191-B2B-Gruppe, „GD 246“ für die GD 246-Gruppe, „M“ für andere Objekte mit photosphärischen Metallen und „H“ für reine Wasserstoff-Atmosphären. Die Bezeichnung „H/M“ bedeutet, daß es nicht sicher ist, ob zusätzliche Absorber vorhanden sind. Bei den Helium-Merkmalen (He I-Kante bei 504 Å, He II-Kante bei 228 Å, He I-Autoionisationslinien bei 206 Å) bedeutet ein „+“, daß das jeweilige Merkmal im Spektrum beobachtbar ist, ein „(+)“, daß das Spektrum zwar in dem jeweiligen Spektralbereich ausreichend Fluß aufweist, das Merkmal jedoch nicht zu sehen ist, und ein „–“, daß aufgrund der hohen Wasserstoff-Säulendichte der stellare Fluß in dem Spektralbereich absorbiert ist

WD-Nr.	Name	Datum	Zeit/ksec für SW, MW und LW	Gruppe	Helium-Merkmale 504Å 228Å 206Å		
0004+330	GD 2	19.10.–20.10.93	50.6, 47.5, 48.2	H/M	–	–	–
0027–636	MCT 0027–6341	07.09.–11.09.94	104.4, 105.0, 98.2	GD 246	–	(+)	(+)
0050–332	GD 659	23.09.–30.09.94	159.6, 149.3, 157.2	H	–	+	+
0131–164	GD 984	23.08.–26.08.95	91.8, 84.3, 86.6	GD 246	–	(+)	+
		26.08.–30.08.95	97.3, 87.9, 89.9				
		30.08.–31.08.95	41.8, 40.2, 38.2				
0226–615	HD 15638	02.09.–05.09.93	69.0, 69.3, 66.1	H	–	(+)	(+)
0232+035	Feige 24	25.11.–26.11.93	26.4, 25.5, 24.5	G 191	+	(+)	(+)
		22.10.–23.10.94	25.6, 25.6, 24.2				
		22.01.–24.01.95	25.1, 23.0, 21.6				
		31.10.–01.11.95	31.5, 29.2, 27.5				
0455–282	MCT 0455–2812	14.11.–16.11.93	55.6, 48.4, 52.5	G 191	+	(+)	(+)
0501+527	G 191-B2B	28.10.–30.10.93	53.2, 47.8, 50.4	G 191	+	(+)	(+)
		07.12.–08.12.93	26.1, 20.1, 24.2				
		05.03.–08.03.94	45.8, 43.7, 44.1				
0509–007	RE J0512–00	12.02.–19.02.97	154.4, 152.9, 150.7	H	–	(+)	(+)
0512+326	HD 33959C	24.01.–26.01.93	38.6, 38.6, 39.5	H	–	(+)	(+)
0549+158	GD 71	18.12.–22.12.96	126.1, 125.3, 122.1	H	+	(+)	(+)
		19.02.–21.02.97	35.9, 34.7, 35.0				
0621–376	RE J0623–37	23.11.–24.11.93	35.4, 35.8, 33.6	G 191	–	(+)	(+)
0630–050	RE J0632–05	06.10.–09.10.97	48.4, 45.7, 46.2	H	–	–	–
		12.12.–15.12.97	62.5, 58.5, 58.6				
0642–166	Sirius B	27.11.–07.12.96	208.9, 194.7, 200.6	H	–	(+)	(+)
0715–703	RE J0715–70	02.09.–02.12.95	77.0, 76.2, 71.8	H	–	–	–
0721–276	RE J0723–27	07.02.–12.02.96	102.3, 97.5, 100.8	H	+	+	(+)
0838+035	RE J0841+03	03.12.–04.12.98	38.1, 33.5, 31.8	H	–	–	–
1029+537	RE J1032+53	07.04.–10.04.95	97.5, 92.4, 94.6	H	–	+	+
		10.04.–14.04.95	101.3, 94.9, 96.8				
		14.04.–15.04.95	31.5, 30.0, 29.4				
1056+516	LB 1919	16.04.–22.04.94	166.4, 165.8, 163.0	M	–	+	+
1057+719	PG 1057+719	05.01.–07.01.94	58.5, 57.1, 55.9	H/M	–	–	+
		21.02.–22.02.94	57.1, 56.4, 55.1				
1123+189	PG 1123+189	13.03.–19.03.95	201.5, 198.8, 190.8	GD 246	–	+	+

Tabelle A.2 (Fortsetzung)

WD-Nr.	Name	Datum	Zeit/ksec für SW, MW und LW	Gruppe	Helium-Merkmale		
					504Å	228Å	206Å
1234+482	PG 1234+482	07.03.–10.03.96	67.2, 65.8, 65.6	GD 246	–	+	+
		12.03.–16.03.96	130.4, 130.8, 127.3				
1254+223	GD 153	09.02.–11.02.93	52.0, 54.5, 50.9	H	+	(+)	(+)
		04.03.93	26.5, 26.9, 25.8				
		05.04.–06.04.93	30.2, 29.8, 27.6				
1314+293	HZ 43A	20.05.–23.05.94	70.6, 64.6, 64.9	H	+	+	(+)
		06.06.–07.06.95	29.4, 28.7, 26.6				
		05.06.–07.06.96	53.1, 51.7, 54.1				
1543–366	RE J1546–36	04.04.–07.04.98	71.5, 67.5, 65.7	H	–	–	–
		11.04.–14.04.98	68.9, 67.5, 66.9				
1620–391	CD –38° 10980	19.05.–02.07.93	107.2, 103.3, 102.4	H	–	–	(+)
1631+781	RE J1629+780	04.11.–08.11.96	106.3, 105.4, 103.8	H	–	–	–
1658+440	PG 1658+440	01.06.–08.06.97	355.0, 338.2, 366.8	H	–	(+)	(+)
1740–706	RE J1746–70	27.03.–05.04.96	186.2, 185.4, 186.7	H	–	–	–
1845+019	Lanning 18	28.06.–29.06.92	27.1, 27.1, 27.1	H	–	(+)	(+)
		22.06.–23.06.93	35.3, 35.1, 34.0				
2004–605	RE J2009–60	09.07.–13.07.94	106.5, 102.9, 101.8	H	–	+	+
2020–425	MCT 2020–4234	18.07.–19.07.92	34.4, 35.5, 35.6	H	–	–	–
2111+498	GD 394	13.09.–16.09.93	47.1, 46.7, 50.0	M	–	(+)	(+)
2124+191	IK Peg	23.07.–27.07.92	92.7, 87.5, 90.0	H	–	(+)	(+)
2152–548	RE J2156–54	24.07.–27.07.95	95.1, 94.4, 87.5	H	–	+	+
		27.07.–29.07.95	54.0, 53.8, 49.7				
2211–495	RE J2214–49	12.08.–17.08.94	125.0, 116.9, 122.3	G 191	–	(+)	(+)
2247+583	Lanning 23	19.07.–24.07.97	80.4, 72.1, 86.9	GD 246	–	–	–
		29.07.–30.07.97	16.1, 15.8, 16.9				
2309+105	GD 246	16.07.–17.07.94	35.0, 34.9, 32.2	GD 246	–	+	+
		08.08.94	14.0, 13.2, 13.4				
2321–549	RE J2324–54	29.07.–02.08.95	87.2, 87.4, 80.6	H	–	+	+
		02.08.–05.08.95	89.2, 89.9, 84.3				
2331–475	MCT 2331–4731	08.08.–10.08.93	56.5, 54.0, 54.5	G 191	–	+	+

Anhang B

Interstellare Säulendichten aus EUVE-Spektren

Tabelle B.1: Interstellare Säulendichten des neutralen Wasserstoffs ($N(\text{HI})$). Für jeden Stern sind neben den Säulendichten und ihrer Fehlergrenzen auch die für die Analyse verwendeten Effektivtemperaturen und visuellen Helligkeiten angegeben. Zum Vergleich sind außerdem Literaturwerte aus der Analyse von EUVE-Spektren aufgelistet

WD-Nr.	Name	T_{eff}/K	V	$N(\text{HI})/10^{17} \text{ cm}^{-2}$	untere Grenzen	obere Grenzen	Lit.
0004+330	GD 2	49400 ± 500	13.85 ± 0.01	824.1	756.8	903.6	
0050-332	GD 659	35800 ± 200	13.37 ± 0.02	32.14	24.10	38.19	
				27.0	21.0	33.0	H95
				31.0	23.6	39.1	B97H
				28.7	21.8	35.8	B97S
0226-615	HD 15638	46000 ± 1800		171.8	144.2	223.9	
				120.0	26.0	220.0	B94
0232+035	Feige 24	58000 ± 2000	12.56 ± 0.05	27.16	25.88	28.51	
				30.0	29.3	30.7	D95
0455-282	MCT 0455-2812	66000 ± 2000	13.95 ± 0.01	13.15	12.36	13.87	
				12.9	12.5	13.3	D95
0501+527	G 191-B2B	56000 ± 2000	11.79 ± 0.02	20.46	19.28	21.58	
				20.7	20.3	21.1	D95
0509-007	RE J0512-00	31900 ± 100	13.8 ± 0.3	46.24	29.38	107.4	
0512+326	HD 33959C	40000-47000		73.45	70.96	107.9	
0549+158	GD 71	32700 ± 100	13.032 ± 0.002	6.383	5.728	7.031	
				6.3	4.7	7.9	D95
				6.0	5.3	6.9	B97H
				8.4	7.5	9.5	B97S
0630-050	RE J0632-05	44100 ± 600	15.537 ± 0.015	300.6	265.5	341.2	
0642-166	Sirius B	25100 ± 1000	8.390-8.540	3.4			VM98
				5.248	4.169	6.607	H98

Tabelle B.1 (Fortsetzung)

WD-Nr.	Name	T_{eff}/K	V	$N(\text{HI})/10^{17} \text{ cm}^{-2}$	untere Grenzen	obere Grenzen	Lit.
0715–703	RE J0715–70	43900 ± 600	14.178 ± 0.015	217.8 593.7 314.3	194.5 98.6 0.0	246.0 659.2 693.3	B97H B97S
0721–276	RE J0723–27	35900 ± 200	14.52 ± 0.10	10.00 9.0	8.185	11.99	D97
1029+537	RE J1032+53	44000 ± 500	14.455 ± 0.05	55.08 41.6 39.7	41.02 38.1 36.8	66.68 46.6 43.7	B97H B97S
1057+719	PG 1057+719	41500 ± 500	14.68 ± 0.2	206.5	173.4	391.7	
1123+189	PG 1123+189	54000 ± 2000	14.13 ± 0.03	119.1 158.0 102.0	96.83 137.0 73.0	138.4 180.0 131.0	B97H B97M
1234+482	PG 1234+482	56000 ± 2000	14.38 ± 0.05	116.7	109.4	163.1	
1254+223	GD 153	38700 ± 200	13.33 ± 0.02	7.907 9.8 7.8 7.8	7.145 9.0 7.1 7.1	8.670 10.6 8.5 8.6	D95 B97H B97S
1314+293	HZ 43A	50800 ± 300	12.89 ± 0.05	8.851 8.7 8.8 8.3	8.551 8.1 8.6 8.2	9.162 9.3 9.0 8.5	B97H B97S D95 B97H B97S
1543–366	RE J1546–36	45200 ± 400	15.81 ± 0.10	503.5	438.5	570.2	
1620–391	CD –38° 10980	25300 ± 100	11.00 ± 0.01	80.17 167.2 173.9	66.68 0.0 0.0	95.72 188.6 211.7	B97H B97S
1631+781	RE J1629+780	42500 ± 1300	13.04 ± 0.04	278.6	228.0	341.2	
1658+440	PG 1658+440	30500 ± 200	15.02 ± 0.05	28.77	20.37	30.69	
1740–706	RE J1746–703	46400 ± 700	16.60 ± 0.30	173.8 180.0	122.2 140.0	254.7 220.0	D&V
1845+019	Lanning 18	29500 ± 300	12.96 ± 0.05	29.51 19.7 28.8	24.15 0.0 0.0	34.51 30.6 41.2	B97H B97S
2004–605	RE J2009–60	41900 ± 600	13.6 ± 0.3	123.9 208.6 162.1	83.37 90.3 102.8	190.5 314.9 232.6	B97H B97S
2020–425	MCT 2020–4234	29500 ± 100	14.74 ± 0.30		50.0		
2124+191	IK Peg	34500 ± 100		34.67 26.9	29.44 22.8	37.33 34.3	B94
2152–548	RE J2156–54	44300 ± 1100	14.44 ± 0.30	69.66 58.9 58.7	47.75 44.8 57.6	92.68 72.8 70.3	B97H B97S
2247+583	Lanning 23	59400 ± 800	14.26 ± 0.05	779.8	716.1	1596	
2309+105	GD 246	59000 ± 2000	13.09 ± 0.05	179.9 160.0 165.0 131.0	153.5 120.0 144.0 105.0	199.5 160.0 195.0 137.0	V93 B97H B97M

Tabelle B.1 (Fortsetzung)

WD-Nr.	Name	T_{eff}/K	V	$N(\text{HI})/10^{17} \text{ cm}^{-2}$	untere Grenzen	obere Grenzen	Lit.
2321–549	RE J2324–54	41000 ± 1000	15.20 ± 0.05	47.42	42.36	77.98	
				43.3	34.0	81.0	B97H
				40.2	35.1	50.5	B97S

V93: Vennes et al. (1993); B94: Barstow et al. (1994a, b); D95: Dupuis et al. (1995);
H95: Holberg et al. (1995); B97H: Barstow et al. (1997a) mit homogenen (H+He)-Atm.;
B97S: Barstow et al. (1997a) mit geschichteten (H+He)-Atm.;
B97M: Barstow et al. (1997a) mit metallreichen Atm.;
D&V: Dupuis & Vennes (1997); D97: Dupuis et al. (1997);
H98: Holberg et al. (1998a); VM98: Vidal-Madjar (1998), private Mitteilung (HST GHRS)

Tabelle B.2: Interstellare Säulendichten für He I und He II

WD Number	Name	$N(\text{HeI})/10^{17} \text{ cm}^{-2}$	untere Grenzen	obere Grenzen	$N(\text{HeII})/10^{17} \text{ cm}^{-2}$	untere Grenzen	obere Grenzen	
0050–332	GD 659	2.624	1.762	3.707	1.618	1.483	1.746	
		2.7	2.2	3.2	1.5	1.2	1.8	H95
		2.14	1.37	2.86	1.56	1.18	1.90	B97H
		2.32	1.64	3.00	1.49	1.18	1.79	B97S
0232+035	Feige 24	1.531	1.503	1.567	0.0	0.0	5.432	
		1.63	1.52	1.74	0.0	0.0	6.6	D95
0455–282	MCT 0455–2812	0.830	0.811	0.853	0.0	0.0	1.972	
		0.95	0.92	0.98	0.0	0.0	4.1	D95
0501+527	G 191-B2B	1.449	1.442	1.469	0.0	0.0	4.092	
		1.50	1.42	1.54	0.0	0.0	4.5	D95
0509–007	RE J0512–00	6.427	1.094	10.86	3.614	2.291	4.988	
0549+158	GD 71	0.653	0.617	0.692	0.292	0.0	0.573	
		0.52	0.44	0.6	0.0	0.0	1.0	D95
		0.45	0.30	0.60	0.02	0.0	0.14	B97H
		1.0	0.82	1.17	0.0	0.0	0.49	B97S
0642–166	Sirius B	0.0	0.0	0.3	0.0	0.0	1.4	
		0.0	0.0	0.832	0.0	0.0	0.661	H98
0721–276	RE J0723–27	1.282	1.211	1.358	1.910	1.000	2.844	
		1.0			1.6			D97
1029+537	RE J1032+53	4.178	2.838	5.781	2.624	2.443	2.805	
		5.69	5.19	6.06	2.07	1.50	2.68	B97H
		5.76	5.33	6.08	2.73	2.74	3.00	B97S
1123+189	PG 1123+189	11.08	9.931	12.47	3.319	3.062	3.614	
		9.8	8.1	11.4	3.89	2.79	4.92	B97H
		14.3	12.2	16.3	3.64	2.82	4.25	B97M
1234+482	PG 1234+482	9.419	6.855	10.59	4.207	4.018	4.436	

Tabelle B.2 (Fortsetzung)

WD Number	Name	$N(\text{HeI})/10^{17} \text{ cm}^{-2}$	untere Grenzen	obere	$N(\text{HeII})/10^{17} \text{ cm}^{-2}$	untere Grenzen	obere	
1254+223	GD 153	0.488	0.462	0.515	0.0	0.0	0.448	
		0.66	0.59	0.73	0.0	0.0	1.0	D95
		0.61	0.48	0.72	0.0	0.0	0.27	B97H
		0.66	0.51	0.79	0.0	0.0	0.45	B97S
1314+293	HZ 43A	0.562	0.546	0.573	0.350	0.154	0.527	
		0.55	0.52	0.58	0.0	0.0	0.7	D95
		0.65	0.62	0.69	0.44	0.28	0.62	B97H
		0.65	0.63	0.68	0.41	0.29	0.54	B97S
1658+440	PG 1658+440	0.140	0.0	1.611	2.366	1.589	3.214	
1845+019	Lanning 18	2.244	0.914	3.945	0.980	0.345	1.742	
		0.0	0.0	2.71	2.38	0.01	3.78	B97H
		0.27	0.0	4.00	2.44	0.0	4.04	B97S
2004-605	RE J2009-60	11.27	8.974	13.21	6.209	5.333	7.112	
		7.99	0.0	14.10	0.35	0.0	10.06	B97H
		11.97	6.961	16.18	3.27	0.0	5.97	B97S
2124+191	IK Peg	0.838	0.457	1.618	0.643	0.303	1.227	
		2.24	1.47	2.69	0.83	0.48	1.21	B94
2152-548	RE J2156-54	4.519	1.758	7.278	4.140	3.864	4.436	
		5.45	4.07	6.95	3.47	2.71	3.49	B97H
		5.34	4.12	6.99	3.65	3.27	4.10	B97S
2309+105	GD 246	9.705	8.337	11.64	4.742	4.467	5.047	
		10.5			3.7	3.5	4.0	V93
		11.0	9.3	12.6	4.41	3.15	5.17	B97H
		12.6	10.3	14.5	3.68	2.93	4.41	B97M
2321-549	RE J2324-54	7.925	4.446	9.977	4.819	4.121	5.585	
		8.84	5.39	10.18	1.29	0.0	2.86	B97H
		9.93	8.98	10.61	9.24	8.40	10.09	B97S

Tabelle B.3: Interstellare He I/H I- und He II/H I-Verhältnisse

WD-Nr.	Name	HeI/HI	untere Grenze	obere Grenze	HeII/HI	untere Grenze	obere Grenze
0050-332	GD 659	0.082	0.046	0.153	0.050	0.039	0.072
0232+035	Feige 24	0.056	0.055	0.058		0.000	0.200
0455-282	MCT 0455-2812	0.063	0.062	0.066		0.000	0.150
0501+527	G 191-B2B	0.071	0.068	0.074		0.000	0.200
0509-007	RE J0512-00	0.139	0.001	0.340	0.078	0.021	0.170
0549+158	GD 71	0.102	0.098	0.108	0.046	0.000	0.081
0642-166	Sirius B		0.000	0.090		0.000	0.400
0721-276	RE J0723-27	0.128	0.113	0.148	0.191	0.122	0.237
1029+537	RE J1032+53	0.076	0.043	0.141	0.048	0.037	0.068
1123+189	PG 1123+189	0.093	0.072	0.129	0.028	0.026	0.032
1234+482	PG 1234+482	0.081	0.050	0.097	0.036	0.030	0.041
1254+223	GD 153	0.062	0.059	0.065		0.000	0.052
1314+293	HZ 43A	0.064	0.062	0.065	0.040	0.022	0.054
1658+440	PG 1658+440	0.005	0.000	0.079	0.082	0.052	0.158
1845+019	Lanning 18	0.076	0.038	0.114	0.033	0.014	0.050
2004-605	RE J2009-60	0.091	0.069	0.108	0.050	0.037	0.064
2124+191	IK Peg	0.024	0.012	0.055	0.019	0.008	0.042
2152-548	RE J2156-54	0.065	0.049	0.152	0.059	0.045	0.093
2309+105	GD 246	0.054	0.042	0.076	0.026	0.025	0.029
2321-549	RE J2324-54	0.167	0.057	0.236	0.100	0.053	0.132

Anhang C

HST/GHRS-Spektren von G 191-B2B

In den Abb. C.1 und C.2 sind die beiden HST/GHRS-Spektren von G 191-B2B gezeigt, die in dieser Arbeit analysiert wurden. Die photosphärischen und interstellaren Linien sind identifiziert. Die Abb. C.3 bis C.10 enthalten die besten Modellanpassungen an die photosphärischen Linien und Modellspektren für die oberen und unteren Grenzen der Häufigkeiten.

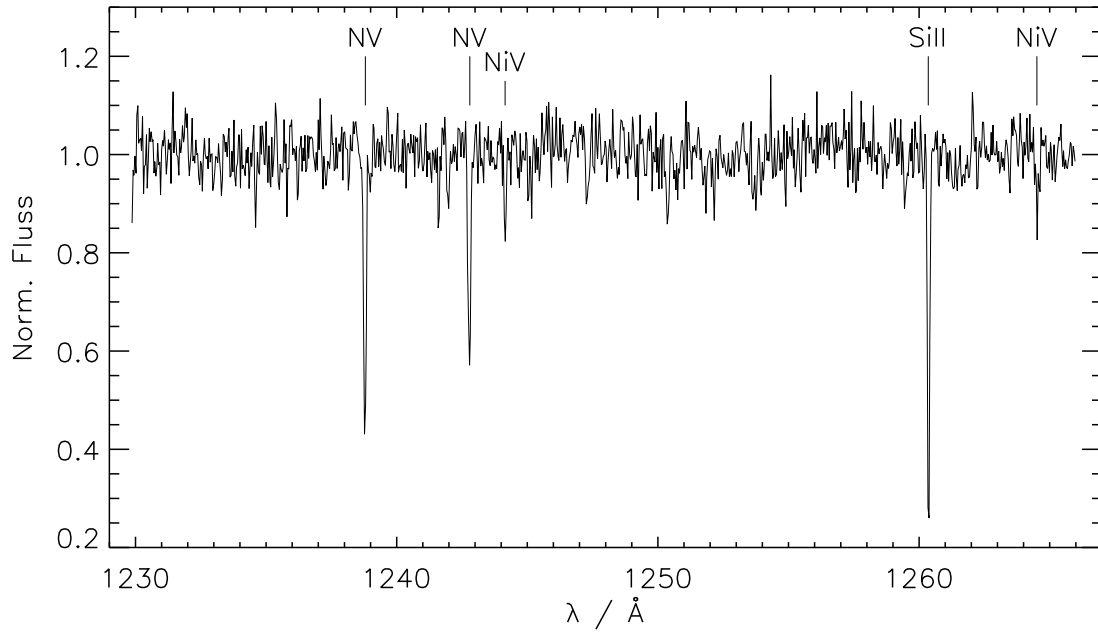


Abbildung C.1: HST-Spektrum im Bereich um die N V-Linien. Neben dem N V-Doublett (1238.82/1242.80 Å) sind eine interstellare Si II-Linie sowie photosphärische Ni V-Linien zu sehen

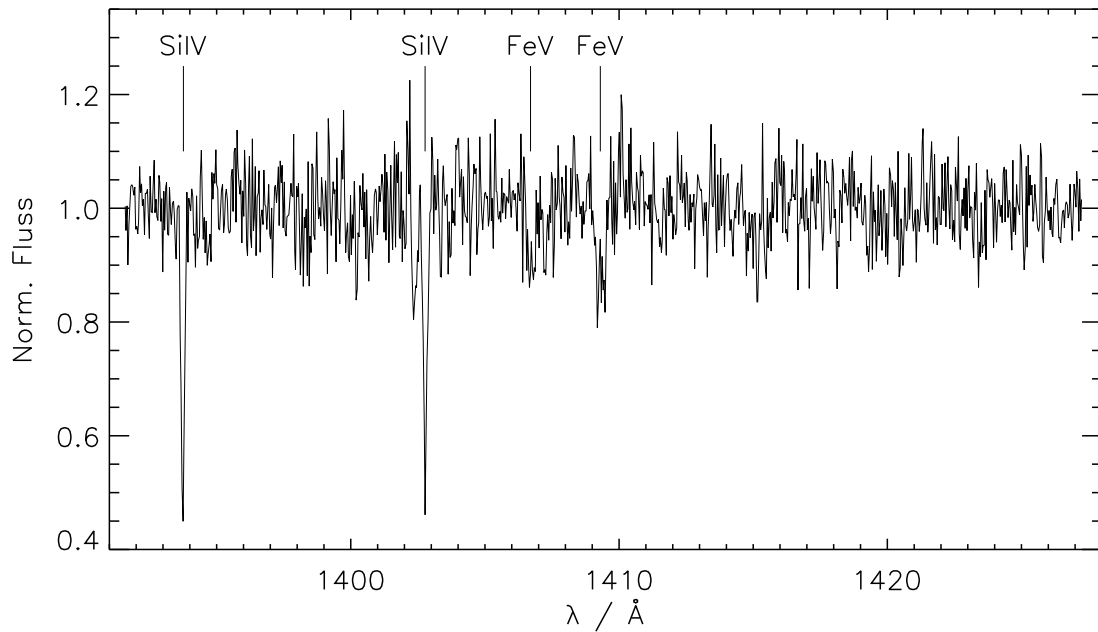


Abbildung C.2: HST-Spektrum im Bereich um die Si IV-Linien. Neben dem Si IV-Doublett (1393.76/1402.77 Å) können mehrere Fe V-Linien identifiziert werden. Markiert sind nur die beiden stärksten Fe V-Komplexe bei 1407 und 1409 Å

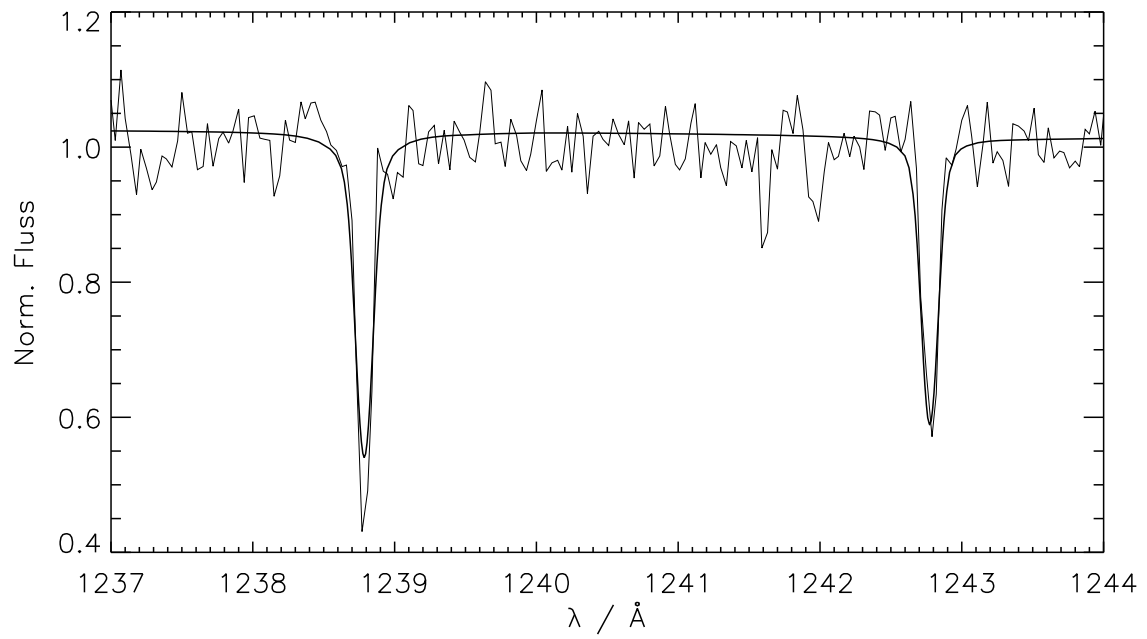


Abbildung C.3: Anpassung der NV-Linien mit $N/H = 4 \cdot 10^{-6}$

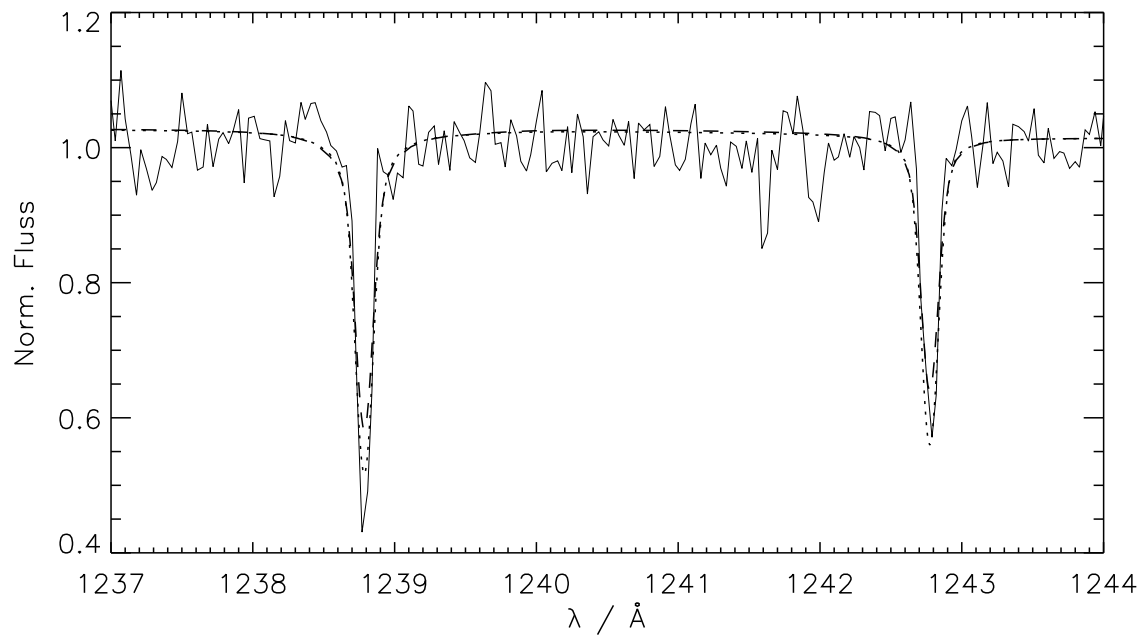


Abbildung C.4: Fehlerbereich der NV-Linien: $N/H = 2 \cdot 10^{-6}$, $N/H = 6 \cdot 10^{-6}$

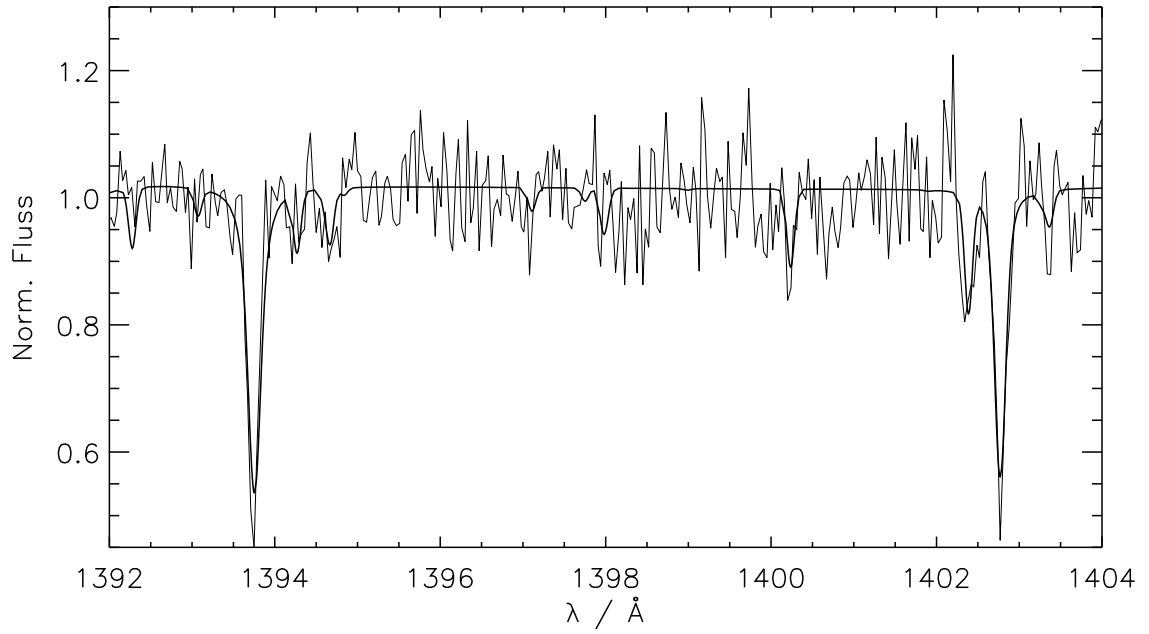


Abbildung C.5: Anpassung der Si IV-Linien mit $\text{Si}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$

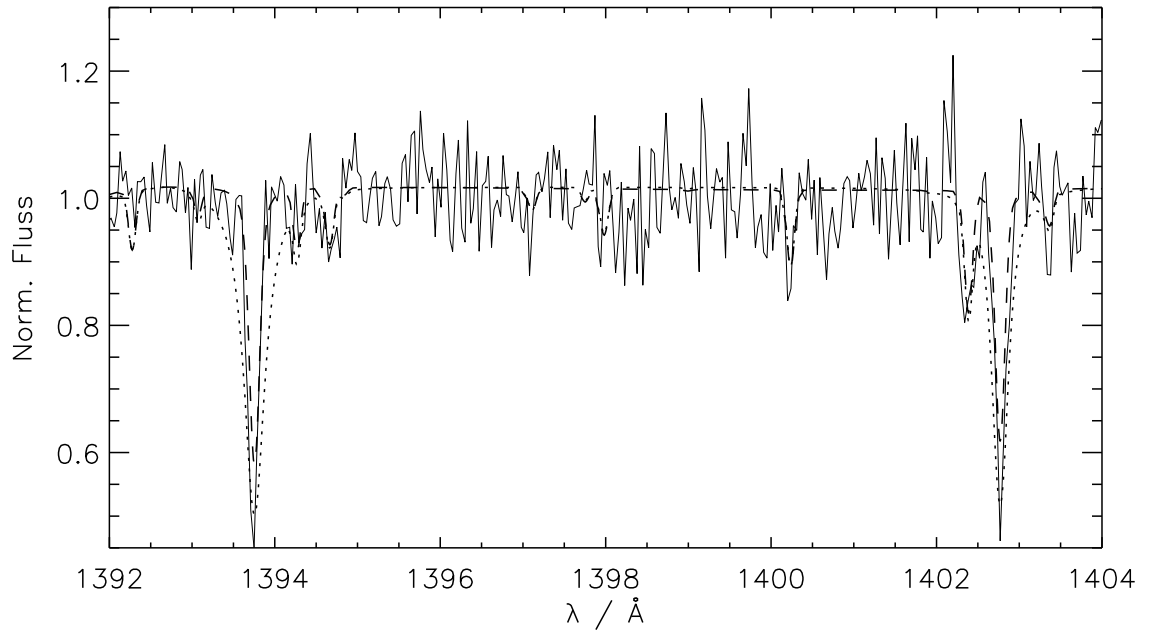


Abbildung C.6: Fehlerbereich der Si IV-Linien: $\text{Si}/\text{H} = 6 \cdot 10^{-7}$, $\text{Si}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$

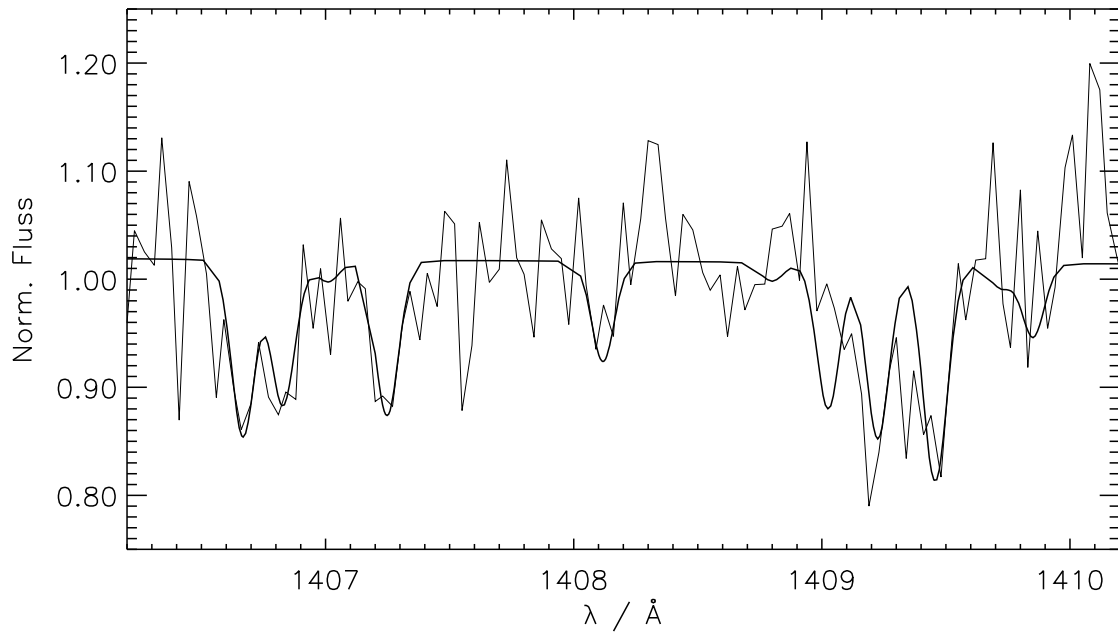


Abbildung C.7: Anpassung der Fe V-Linien mit $\text{Fe}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-6}$

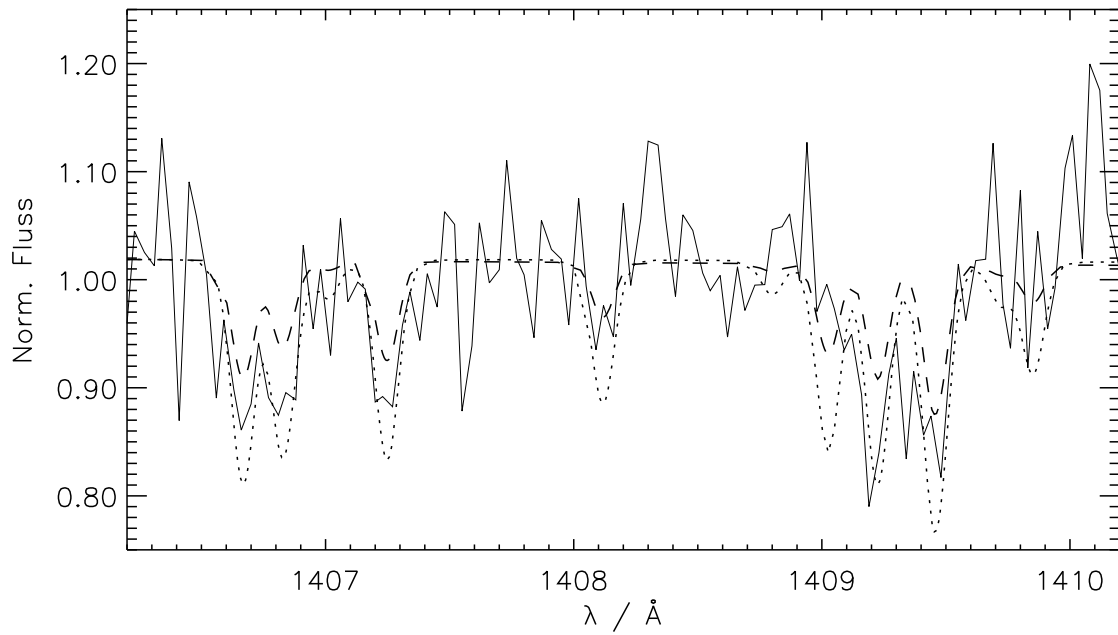


Abbildung C.8: Fehlerbereich der Fe V-Linien: $\text{Fe}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$

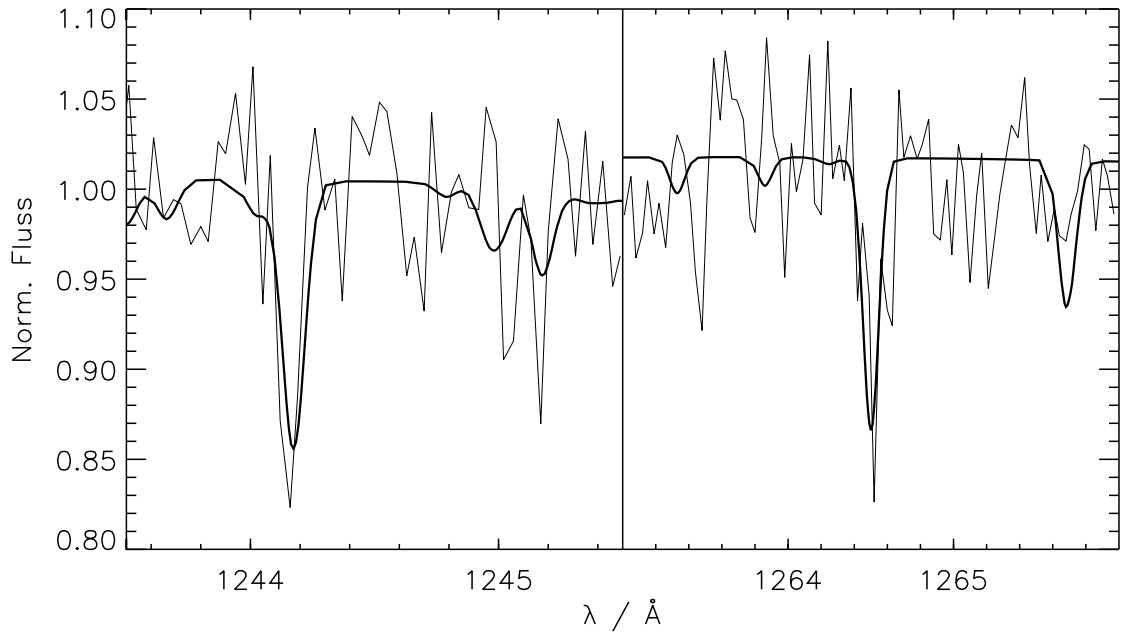


Abbildung C.9: Anpassung der Ni V-Linien mit $\text{Ni}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$

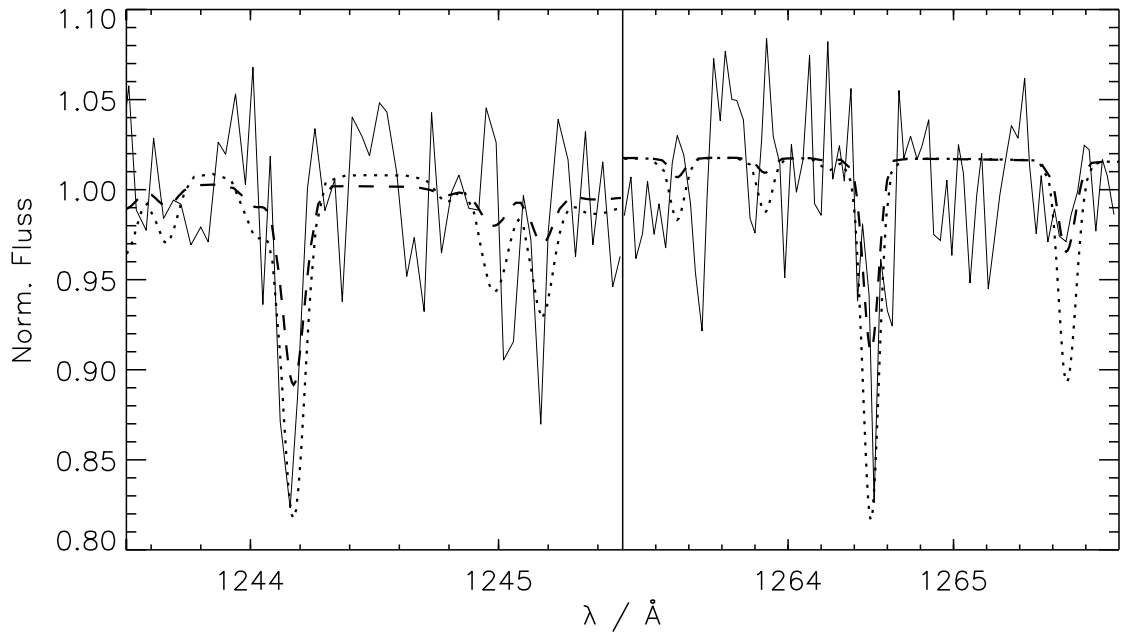


Abbildung C.10: Fehlerbereich der Ni V-Linien: $\text{Ni}/\text{H} = 8 \cdot 10^{-7}$, $\text{Ni}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$

Anhang D

EUVE-Spektren

In den folgenden Abbildungen ist von jedem DA Weißen Zwerg das EUVE-Spektrum zusammen mit der besten Modellanpassung dargestellt. Wenn nicht anders vermerkt, wurden hierbei reine Wasserstoff-Atmosphären verwendet. Alle Modelle sind LTE-Atmosphären. Die Spektren sind nach den Koordinaten (WD-Nummern) der Objekte geordnet.

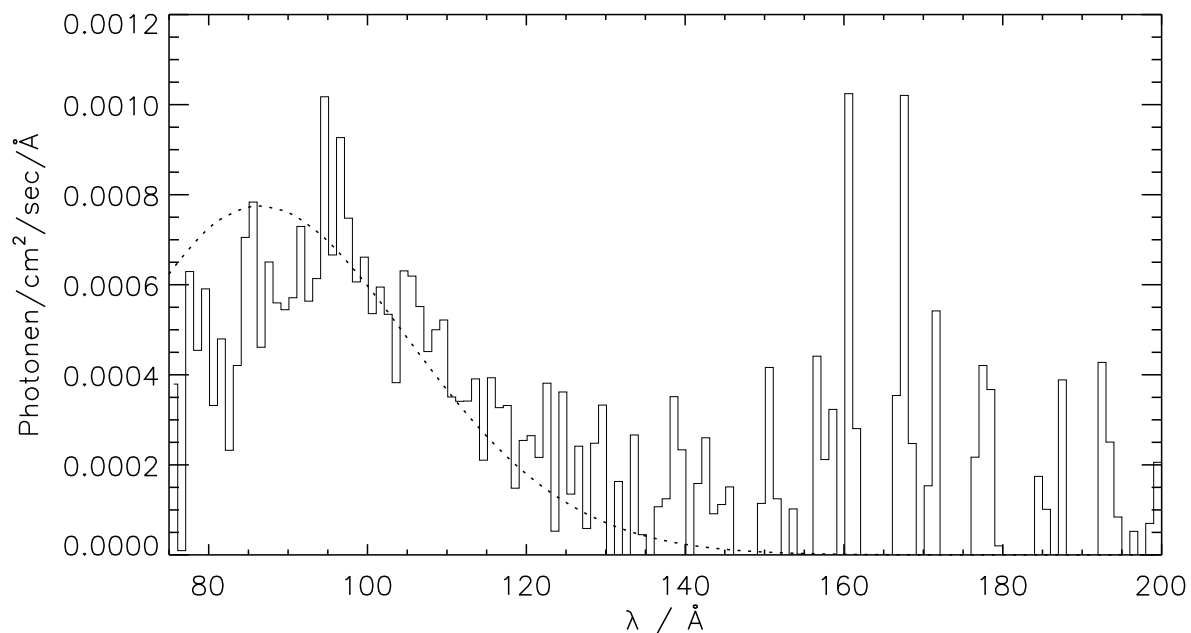


Abbildung D.1: GD 2 (WD 0004+330): $T_{\text{eff}} = 49400 \text{ K}$, $\log g = 7.63$, $N(\text{H I}) = 8.24 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.068$, $\text{He II/H I} = 0.052$

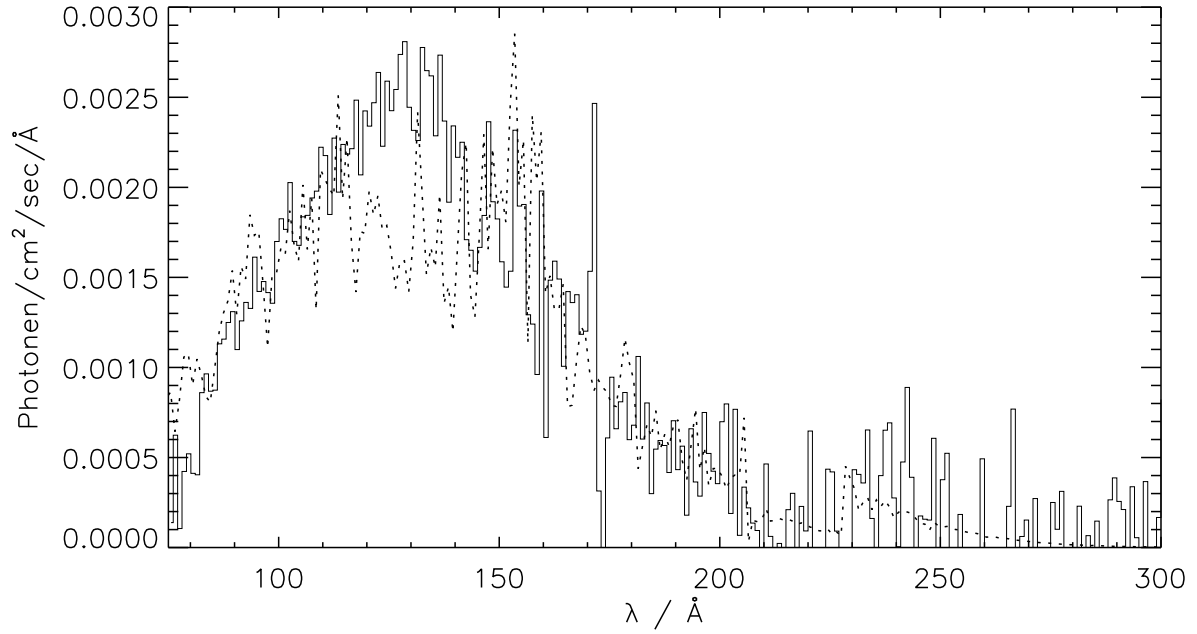


Abbildung D.2: MCT 0027–6341 (WD 0027–636): $T_{\text{eff}} = 64000 \text{ K}$, $\log g = 8.00$, $\text{C}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-7}$, $\text{N}/\text{H} = 8 \cdot 10^{-7}$, $\text{O}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-7}$, $\text{Si}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-7}$, $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-7}$, $N(\text{H I}) = 2.15 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.068$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.052$

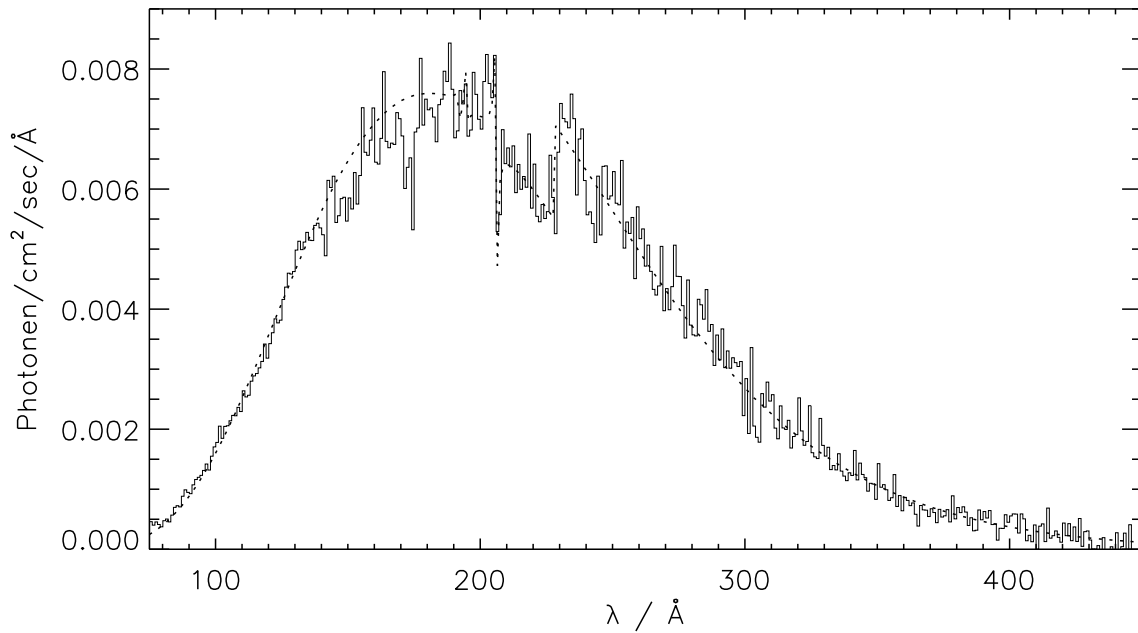


Abbildung D.3: GD 659 (WD 0050–332): $T_{\text{eff}} = 35800 \text{ K}$, $\log g = 7.68$, $N(\text{H I}) = 3.21 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.082$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.050$

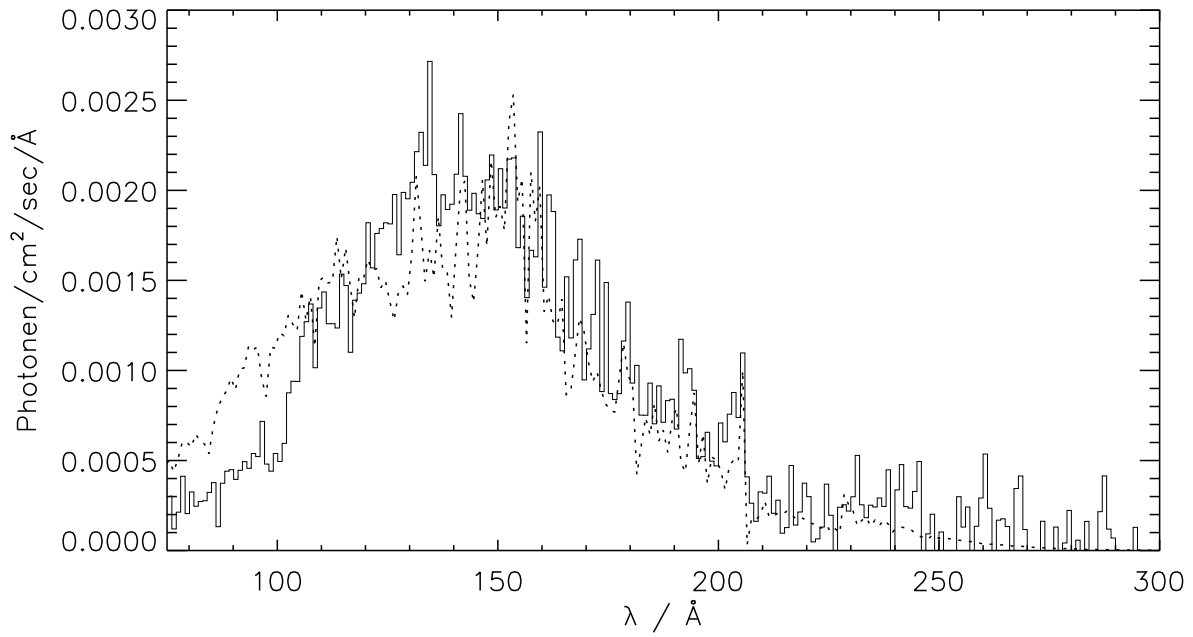


Abbildung D.4: GD 984 (WD 0131–164): $T_{\text{eff}} = 50000 \text{ K}$, $\log g = 7.60$, $\text{C}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-7}$, $\text{N}/\text{H} = 8 \cdot 10^{-7}$, $\text{O}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-7}$, $\text{Si}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-7}$, $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-7}$, $N(\text{H I}) = 2.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.075$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.03$

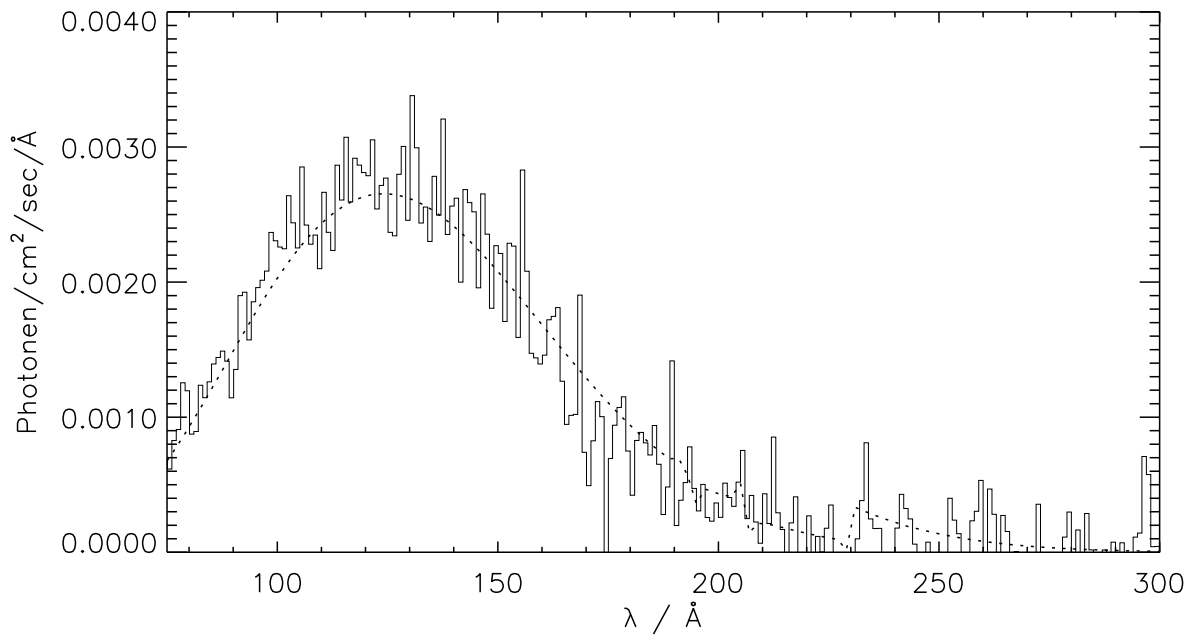


Abbildung D.5: HD 15638 (WD 0226–615): $T_{\text{eff}} = 46000 \text{ K}$, $\log g = 8.50$, $N(\text{H I}) = 1.72 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.068$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.052$

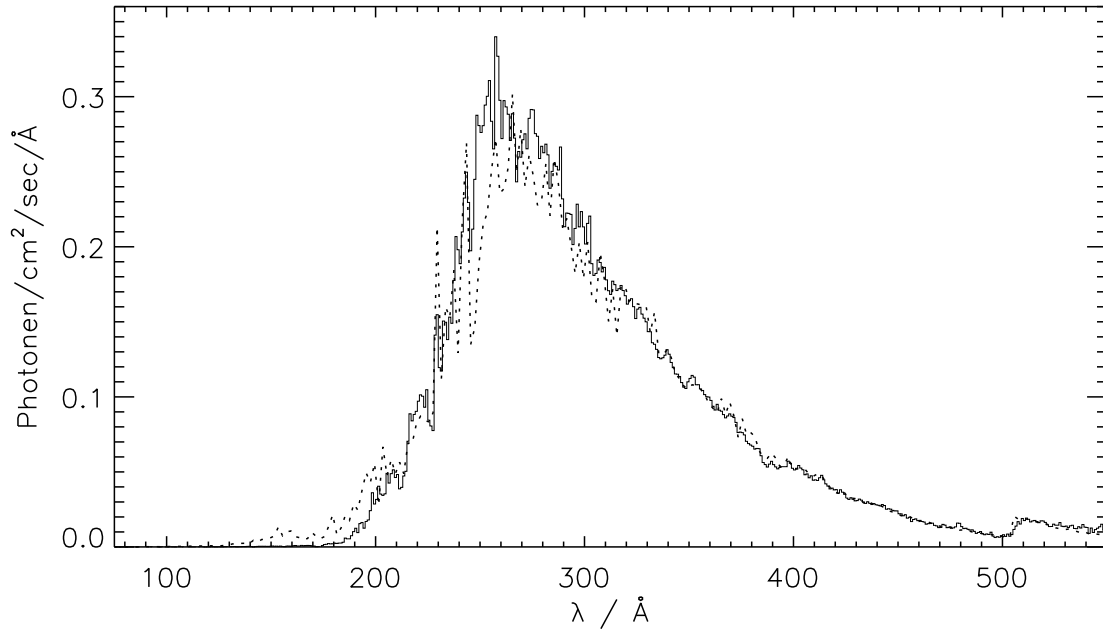


Abbildung D.6: Feige 24 (WD 0232–035): $T_{\text{eff}} = 58000$ K, $\log g = 7.20$, $\text{C}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $\text{N}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-6}$, $\text{O}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Si}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Fe}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $N(\text{HI}) = 2.72 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.056$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.2$

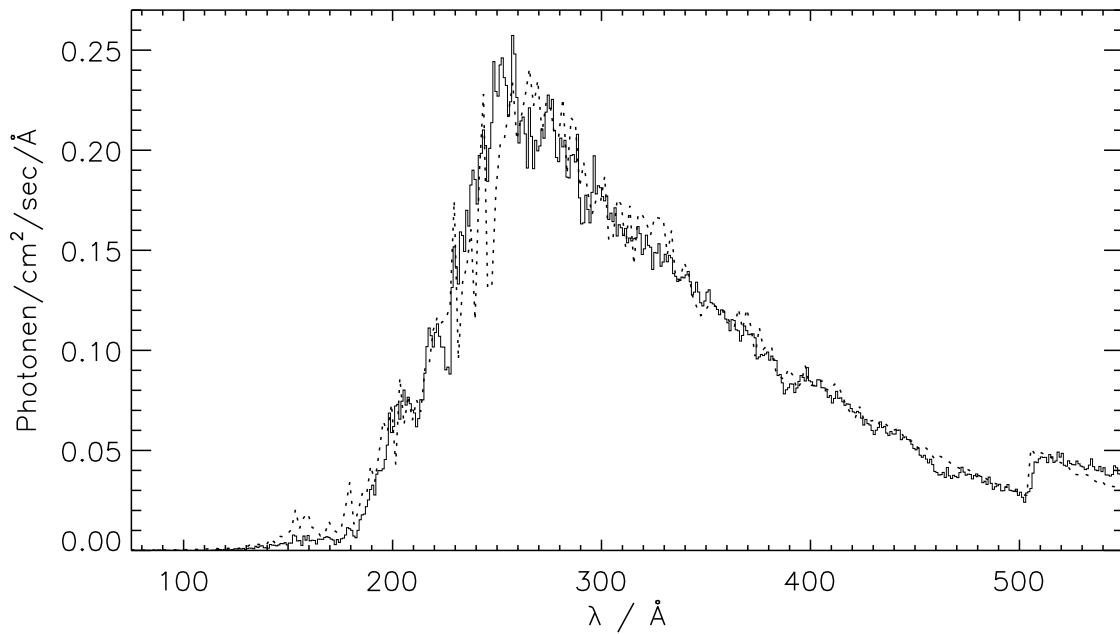


Abbildung D.7: MCT 0455–2812 (WD 0455–282): $T_{\text{eff}} = 66000$ K, $\log g = 7.80$, $\text{C}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $\text{N}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-6}$, $\text{O}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Si}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Fe}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $N(\text{HI}) = 1.30 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.063$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.15$

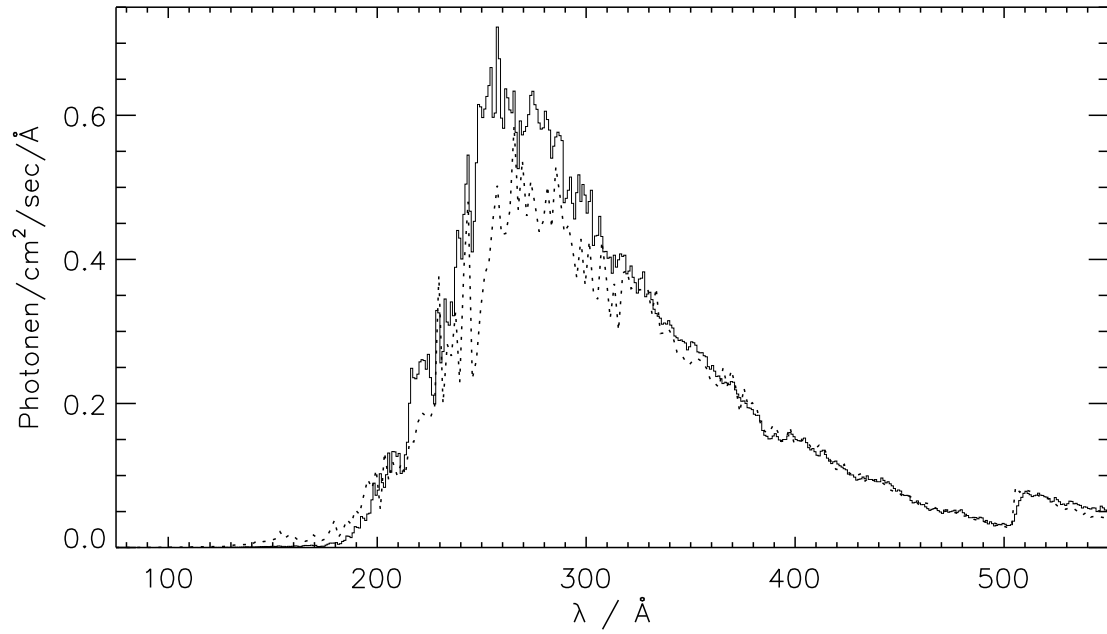


Abbildung D.8: G 191-B2B (WD 0501+527): $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$, $\log g = 7.60$, $\text{C/H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $\text{N/H} = 4 \cdot 10^{-6}$, $\text{O/H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Si/H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Fe/H} = 5 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni/H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $N(\text{H I}) = 2.05 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.071$, $\text{He II/H I} = 0.2$

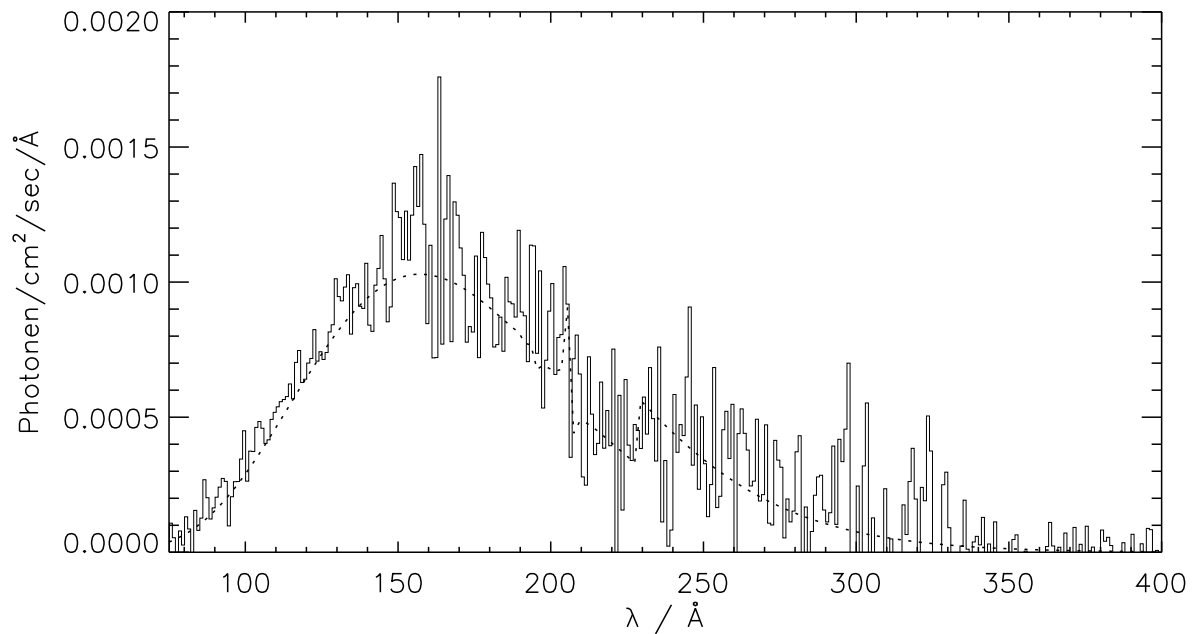


Abbildung D.9: RE J0512-00 (WD 0509-00): $T_{\text{eff}} = 31900 \text{ K}$, $\log g = 7.30$, $N(\text{H I}) = 4.64 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.139$, $\text{He II/H I} = 0.078$

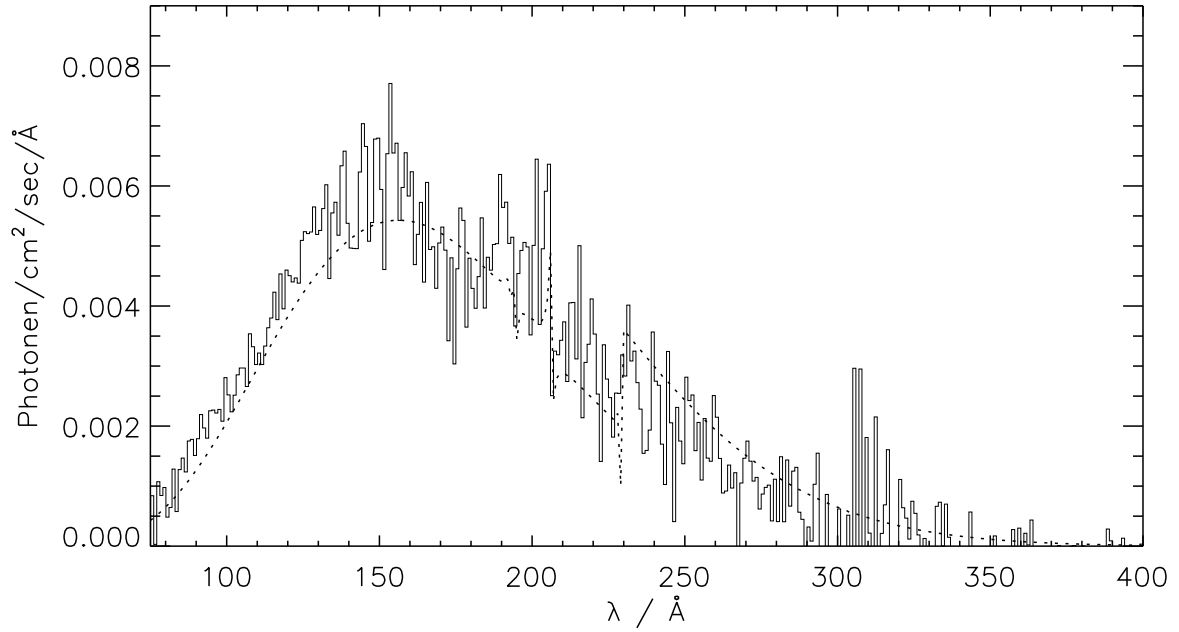


Abbildung D.10: HD 33959C (WD 0512+326): $T_{\text{eff}} = 40000 \text{ K}$, $\log g = 8.00$, $N(\text{H I}) = 7.35 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.068$, $\text{He II/H I} = 0.052$

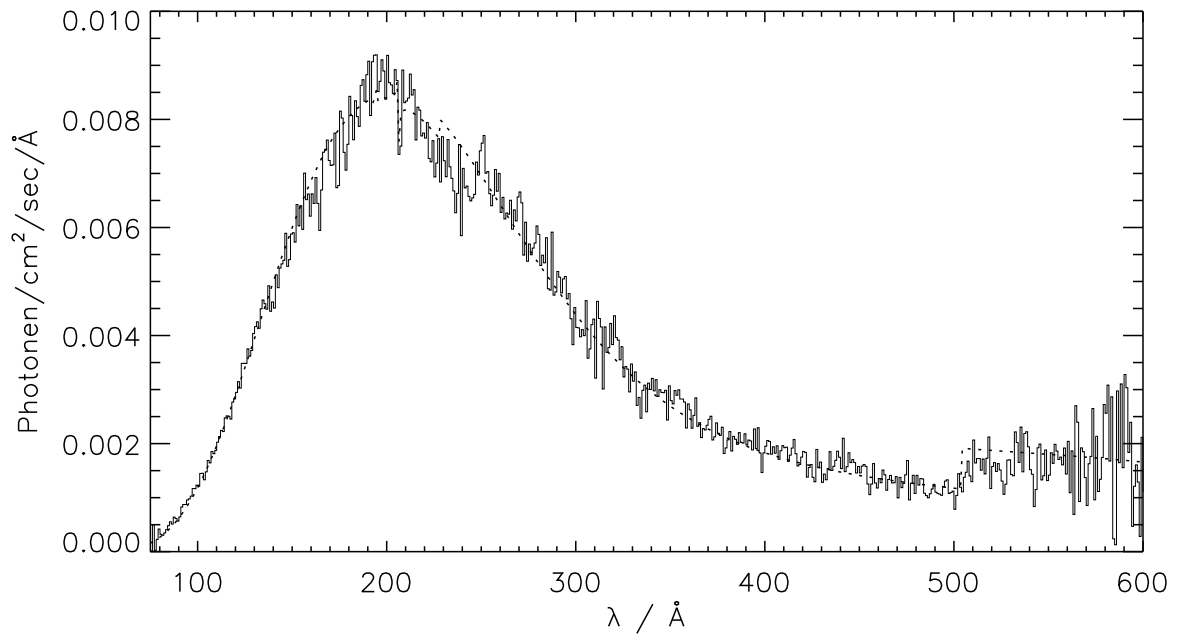


Abbildung D.11: GD 71 (WD 0549+158): $T_{\text{eff}} = 32700 \text{ K}$, $\log g = 7.68$, $N(\text{H I}) = 6.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.102$, $\text{He II/H I} = 0.046$

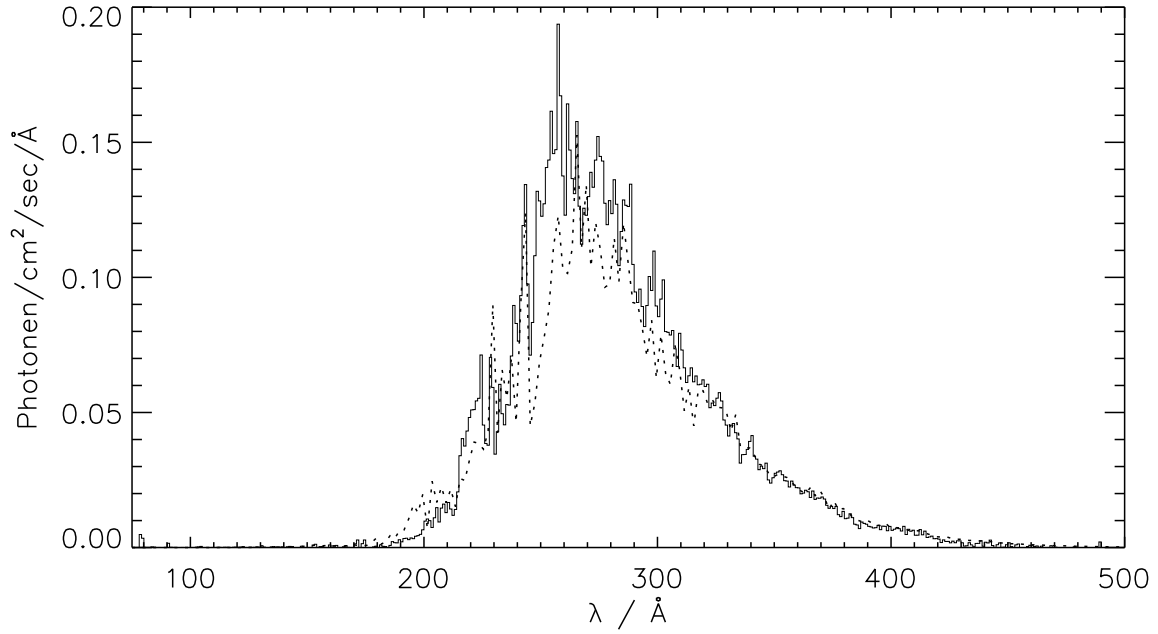


Abbildung D.12: RE J0623-37 (WD 0621-376): $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$, $\log g = 7.30$, $\text{C}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-6}$, $\text{N}/\text{H} = 8 \cdot 10^{-6}$, $\text{O}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $\text{Si}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $\text{Fe}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-5}$, $\text{Ni}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $N(\text{H I}) = 4.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.07$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.1$

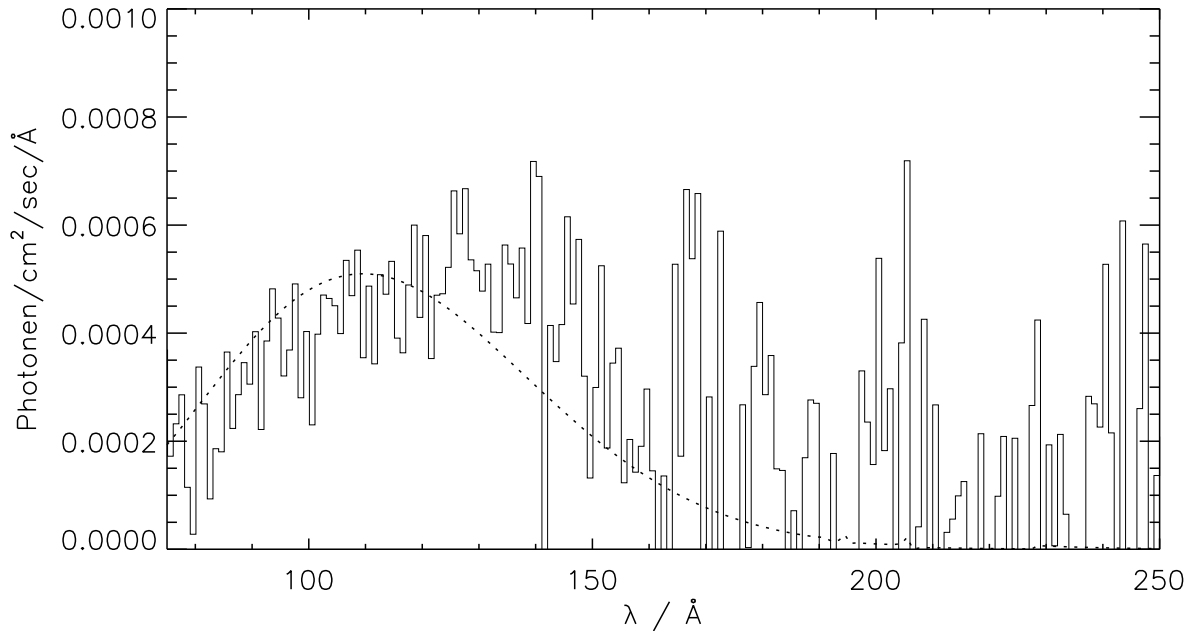


Abbildung D.13: RE J0632-05 (WD 0630-050): $T_{\text{eff}} = 44100 \text{ K}$, $\log g = 8.39$, $N(\text{H I}) = 3.01 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.068$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.052$

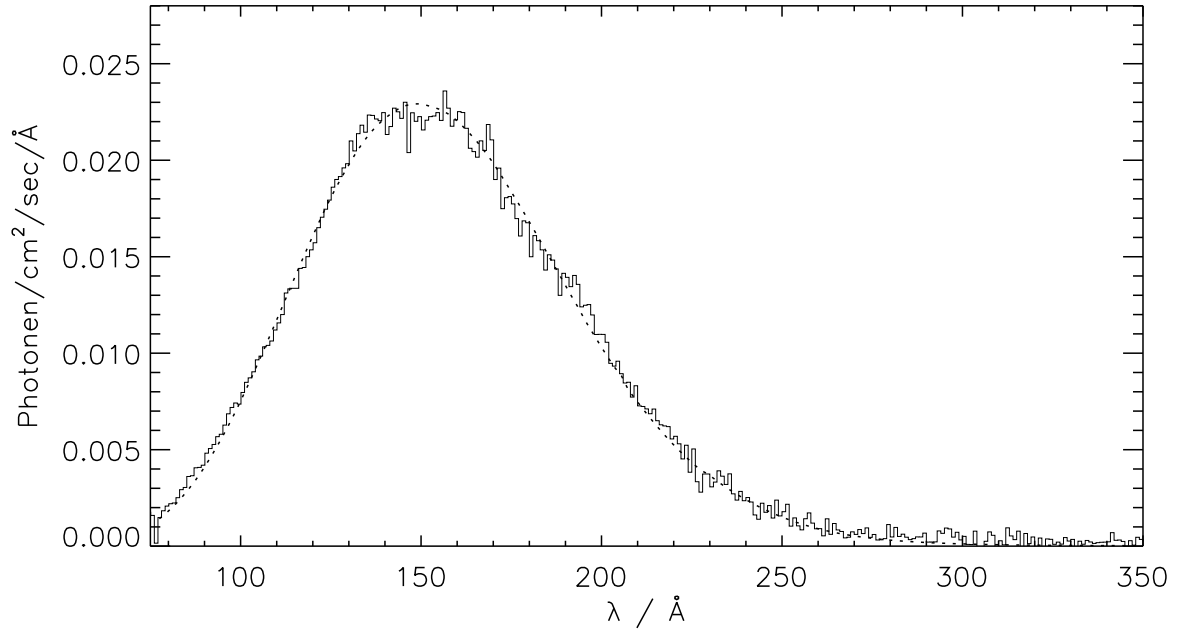


Abbildung D.14: Sirius B (WD 0642–166): $T_{\text{eff}} = 24800 \text{ K}$, $\log g = 8.7$, $N(\text{H I}) = 3.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.068$, $\text{He II/H I} = 0.052$

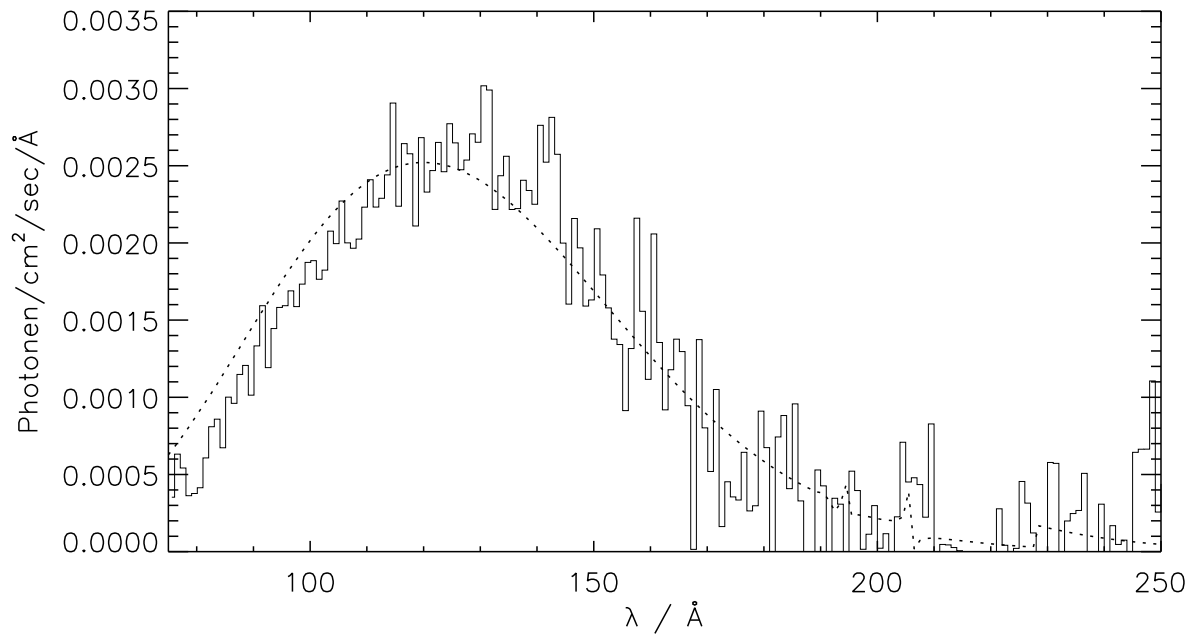


Abbildung D.15: RE J0715–70 (WD 0715–703): $T_{\text{eff}} = 43900 \text{ K}$, $\log g = 8.05$, $N(\text{H I}) = 2.18 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.068$, $\text{He II/H I} = 0.052$

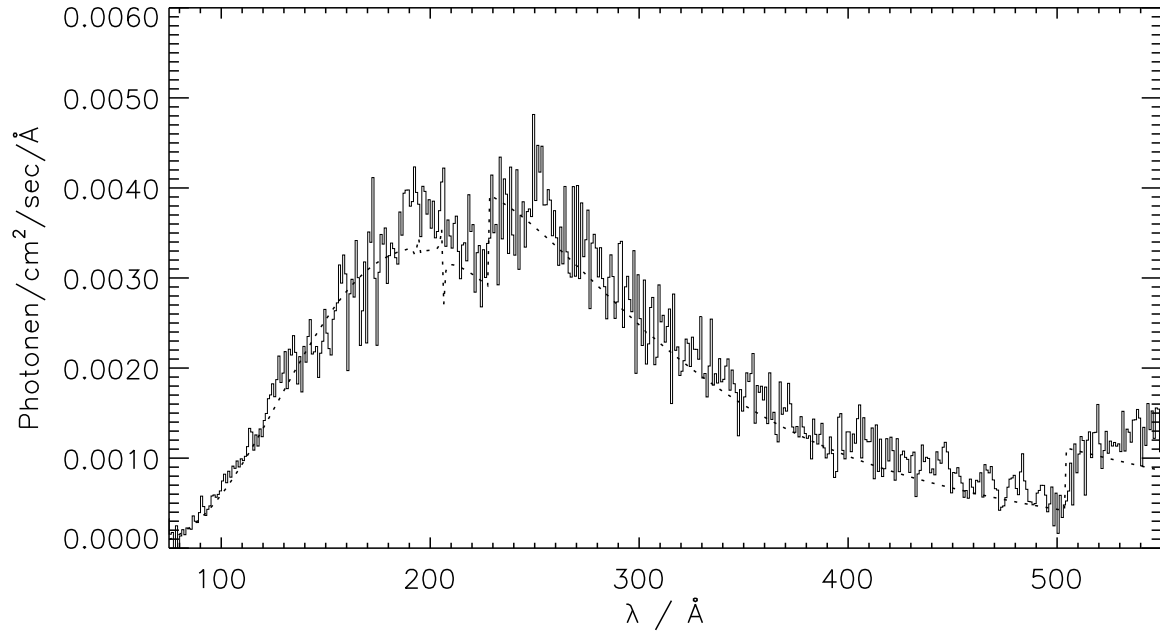


Abbildung D.16: RE J0723-27 (WD 0721-276): $T_{\text{eff}} = 35900 \text{ K}$, $\log g = 7.84$, $N(\text{H I}) = 1.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.128$, $\text{He II/H I} = 0.191$

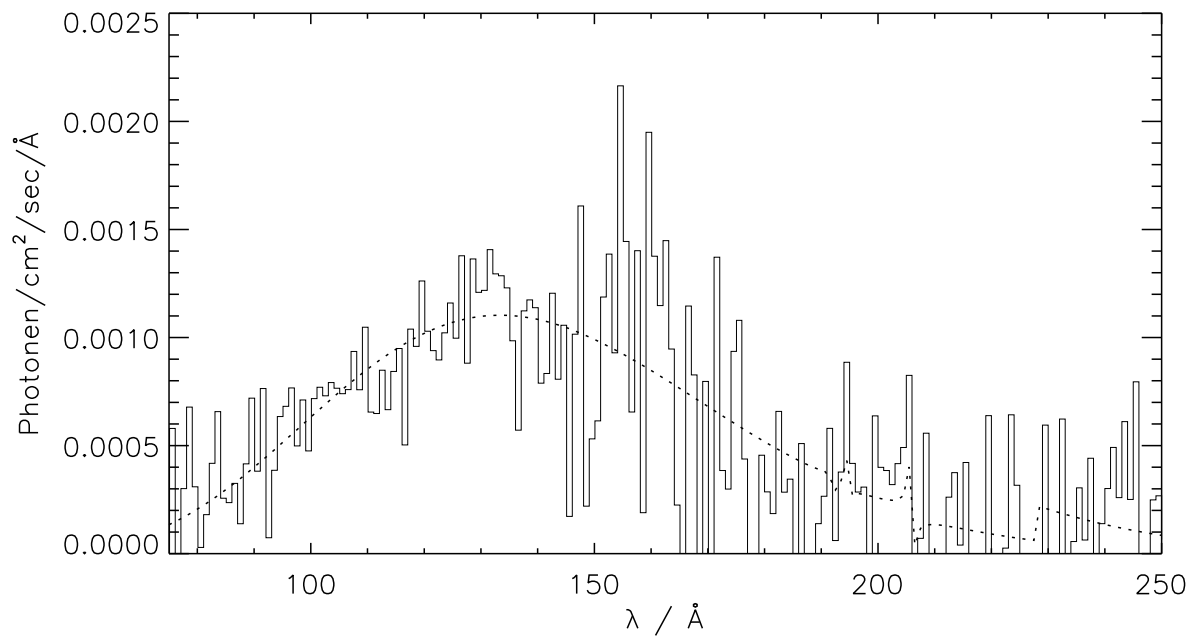


Abbildung D.17: RE J0841+03 (WD 0838+035): $T_{\text{eff}} = 38400 \text{ K}$, $\log g = 7.78$, $N(\text{H I}) = 1.60 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.068$, $\text{He II/H I} = 0.052$

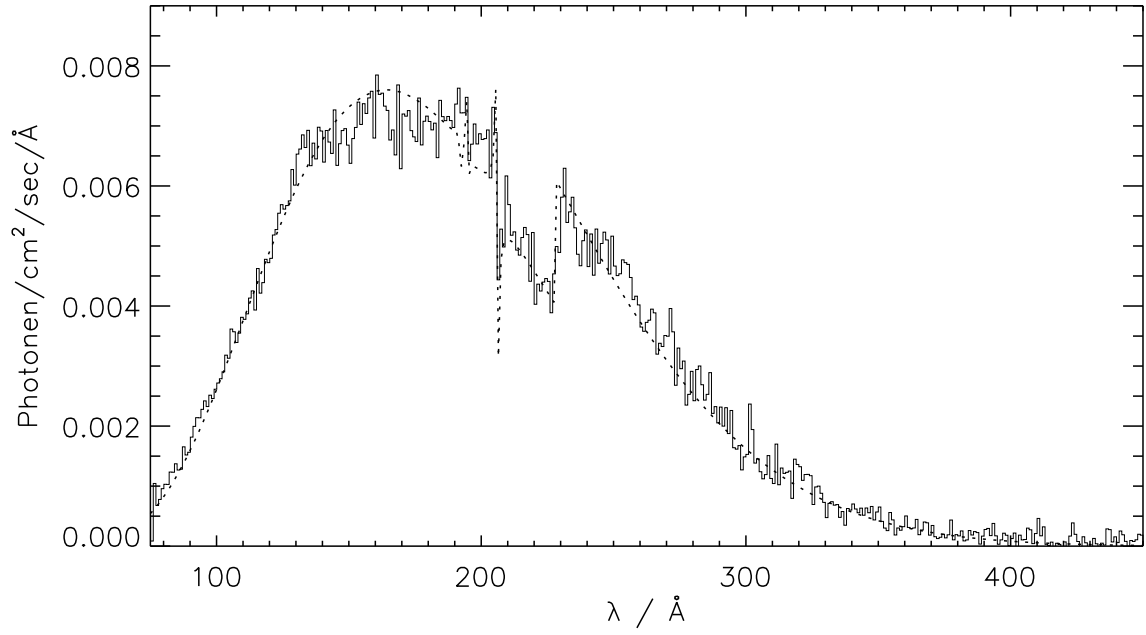


Abbildung D.18: RE J1032+53 (WD 1029+537): $T_{\text{eff}} = 44000 \text{ K}$, $\log g = 7.80$, $N(\text{HI}) = 5.51 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/II} = 0.076$, $\text{He II/II} = 0.048$

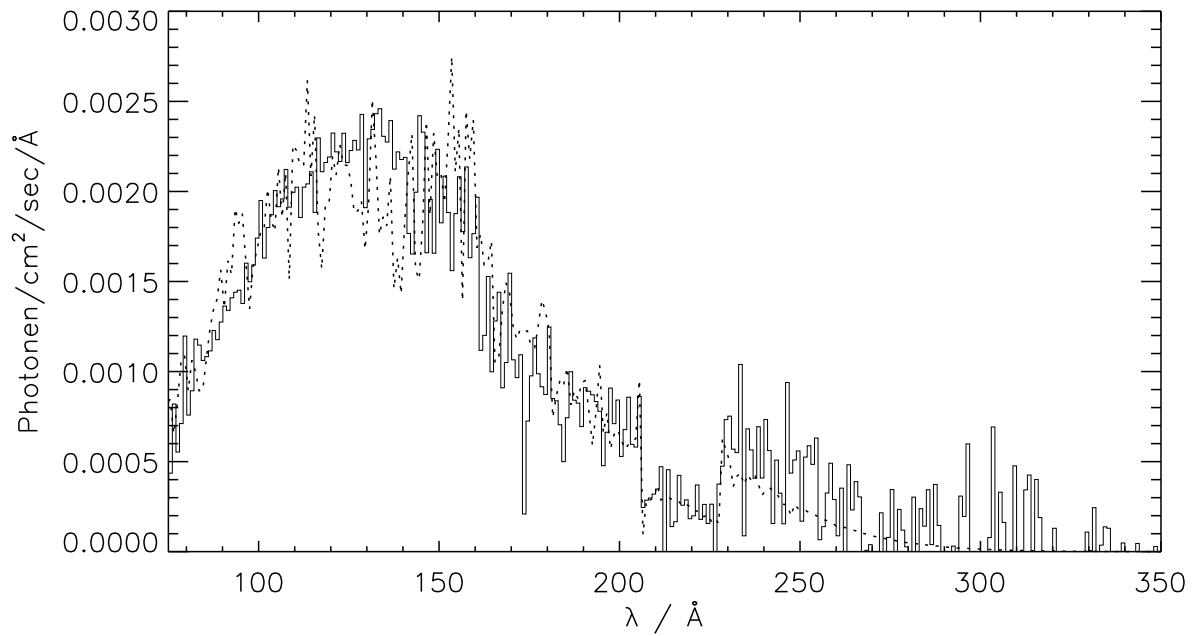


Abbildung D.19: LB 1919 (WD 1056+516): $T_{\text{eff}} = 69000 \text{ K}$, $\log g = 8.0$, $N(\text{HI}) = 1.60 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/II} = 0.068$, $\text{He II/II} = 0.052$

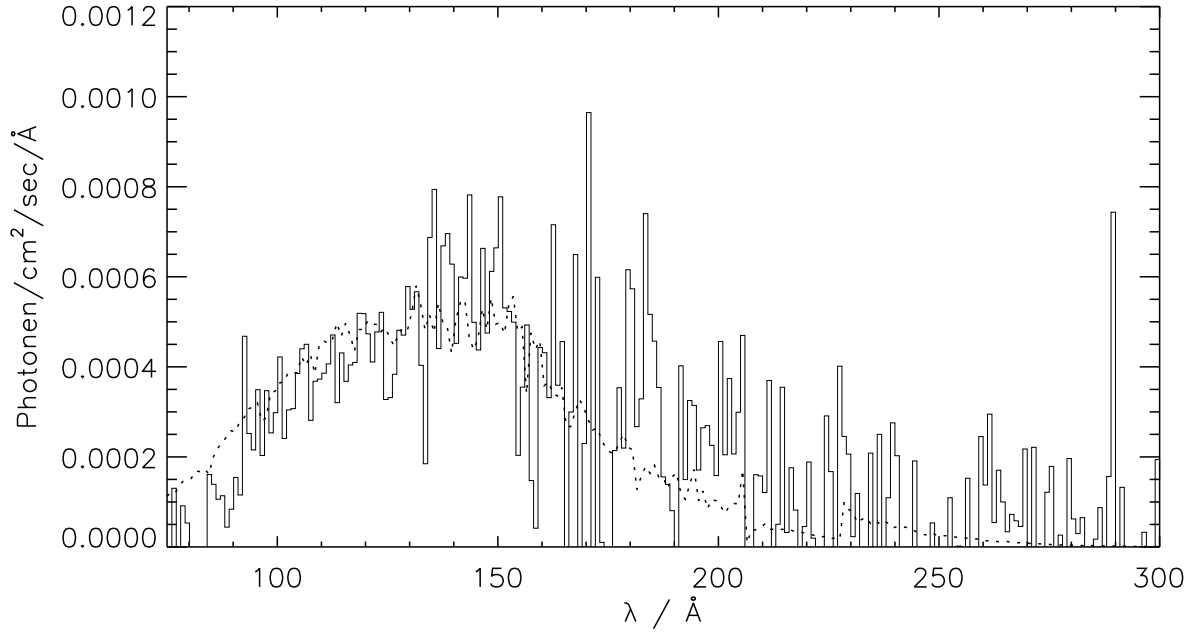


Abbildung D.20: PG 1057+719 (WD 1057+719): $T_{\text{eff}} = 41500 \text{ K}$, $\log g = 8.0$, $\text{C}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-7}$, $\text{N}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-7}$, $\text{O}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-7}$, $\text{Si}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-7}$, $\text{Fe}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-7}$, $\text{Ni}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-7}$, $N(\text{H I}) = 2.07 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.068$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.052$

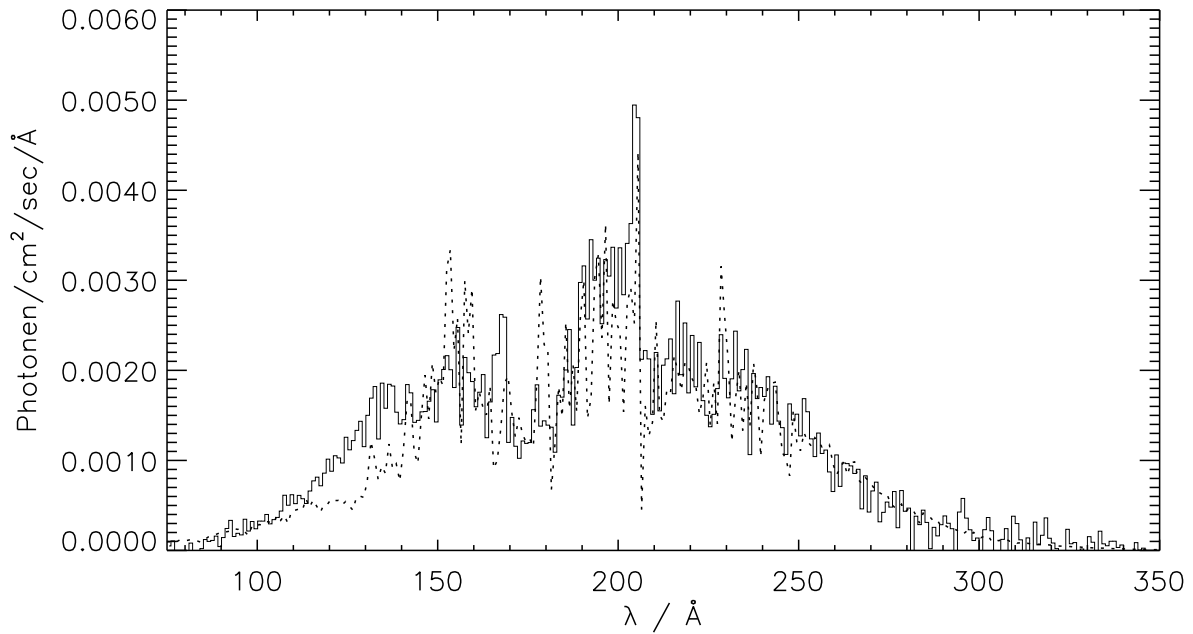


Abbildung D.21: PG 1123+189 (WD 1123+189): $T_{\text{eff}} = 54000 \text{ K}$, $\log g = 7.60$, $\text{C}/\text{H} = 8 \cdot 10^{-7}$, $\text{N}/\text{H} = 1.6 \cdot 10^{-6}$, $\text{O}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-7}$, $\text{Si}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-7}$, $\text{Fe}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-7}$, $N(\text{H I}) = 1.19 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.093$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.028$

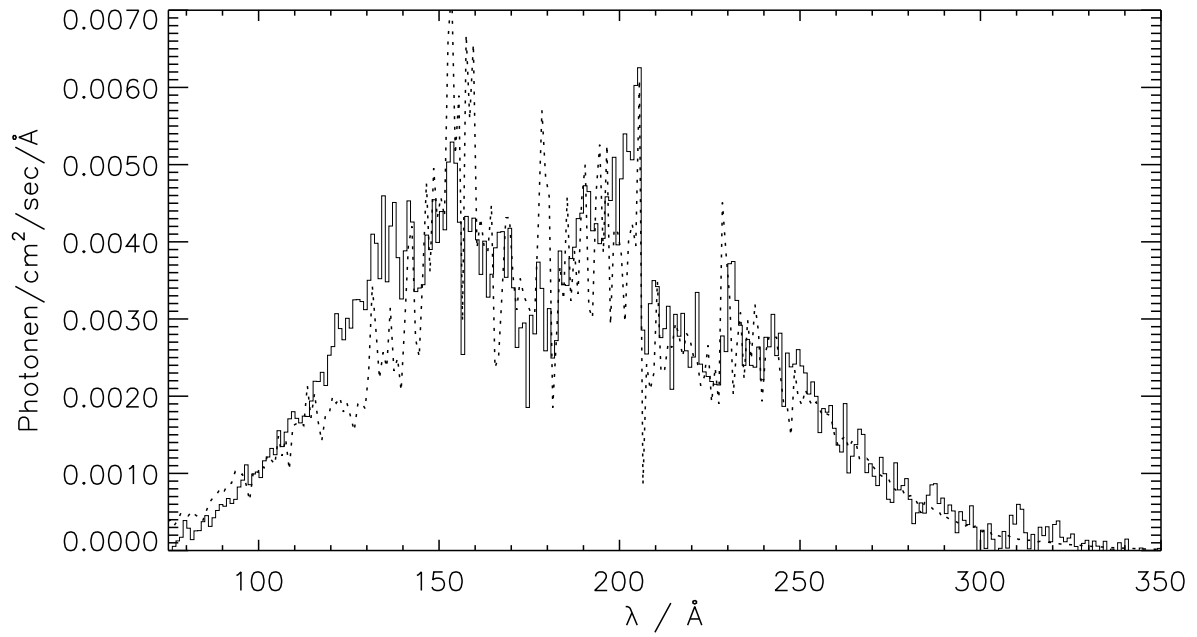


Abbildung D.22: PG 1234+482 (WD 1234+482): $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$, $\log g = 7.6$, $\text{C/H} = 4 \cdot 10^{-7}$, $\text{N/H} = 8 \cdot 10^{-7}$, $\text{O/H} = 2 \cdot 10^{-7}$, $\text{Si/H} = 2 \cdot 10^{-7}$, $\text{Fe/H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni/H} = 2 \cdot 10^{-7}$, $N(\text{HI}) = 1.17 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.081$, $\text{He II/H I} = 0.036$

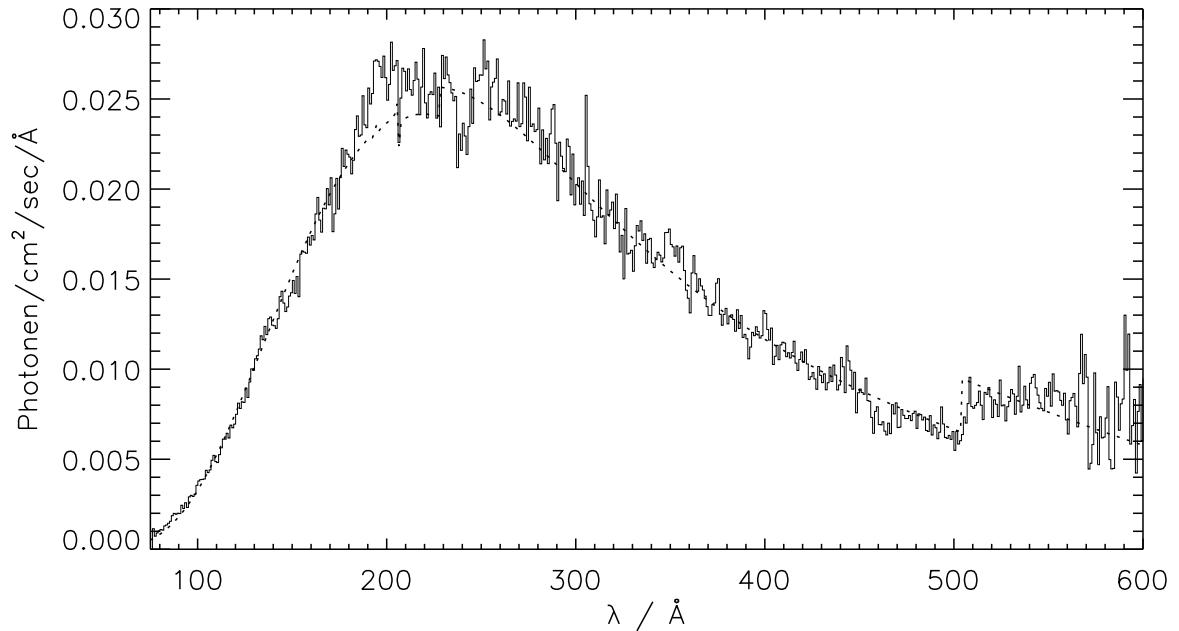


Abbildung D.23: GD 153 (WD 1254+223): $T_{\text{eff}} = 38700 \text{ K}$, $\log g = 7.66$, $N(\text{HI}) = 7.9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.062$, $\text{He II/H I} = 0.052$

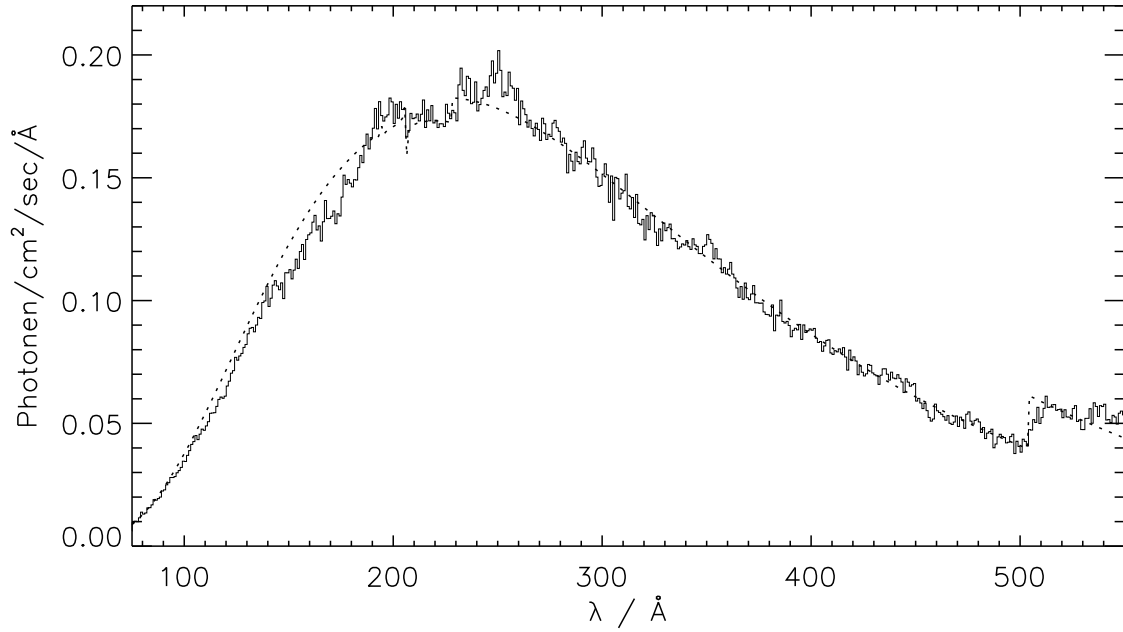


Abbildung D.24: HZ 43A (WD 1314+293): $T_{\text{eff}} = 50800 \text{ K}$, $\log g = 7.99$, $N(\text{H I}) = 8.9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.064$, $\text{He II/H I} = 0.040$

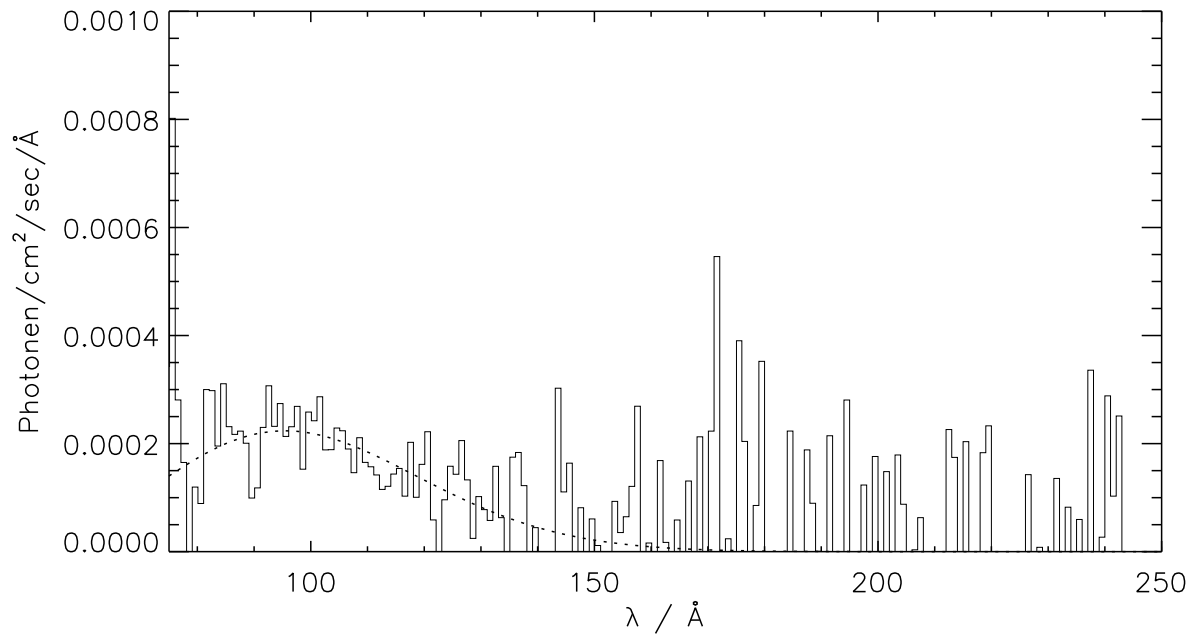


Abbildung D.25: RE J1546-36 (WD 1543-366): $T_{\text{eff}} = 45200 \text{ K}$, $\log g = 8.50$, $N(\text{H I}) = 5.04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.068$, $\text{He II/H I} = 0.052$

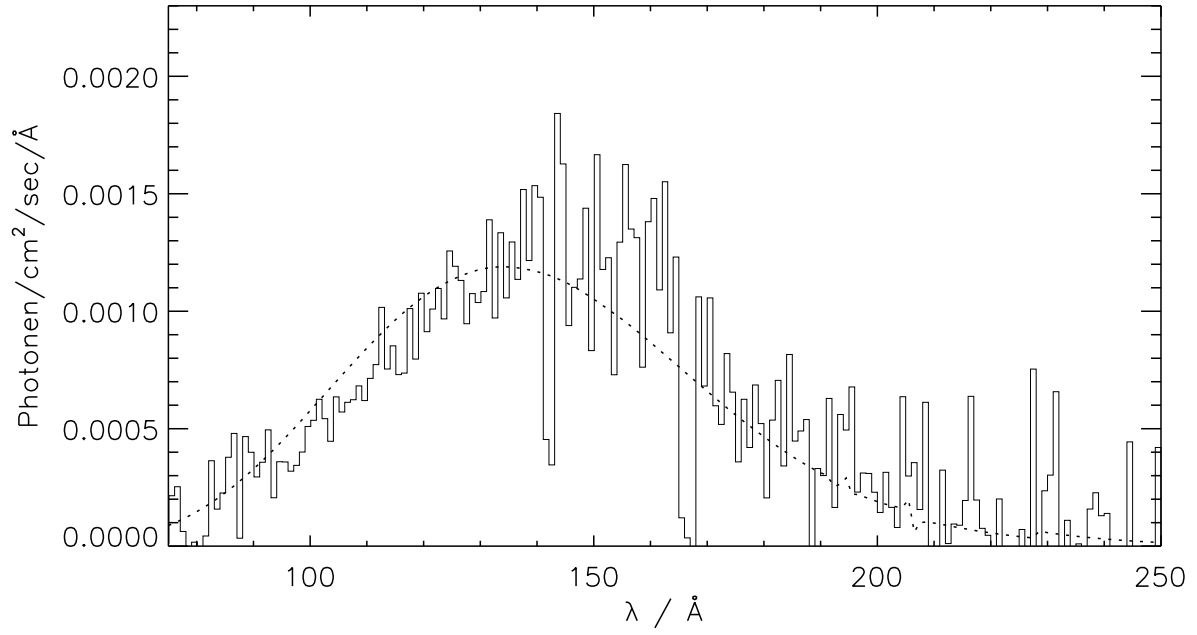


Abbildung D.26: CD $-38^{\circ}10980$ (WD 1620–391): $T_{\text{eff}} = 25300$ K, $\log g = 7.97$, $N(\text{HI}) = 8.02 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/He I} = 0.068$, $\text{He II/He I} = 0.052$

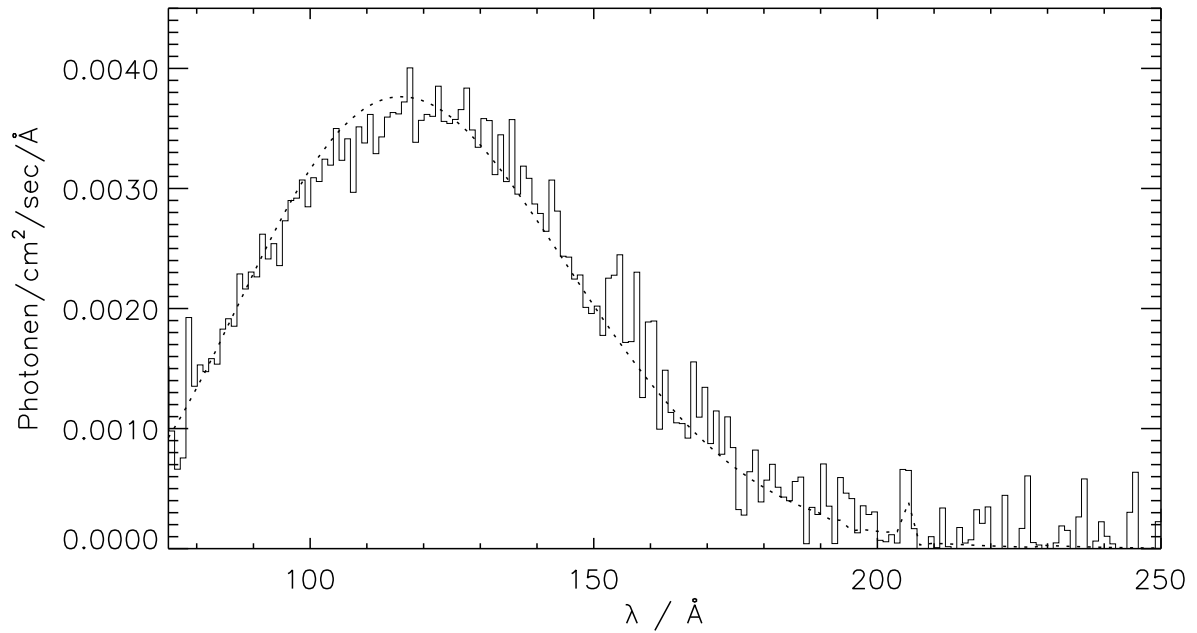


Abbildung D.27: RE J1629+78 (WD 1631+781): $T_{\text{eff}} = 42500$ K, $\log g = 7.60$, $N(\text{HI}) = 2.79 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/He I} = 0.068$, $\text{He II/He I} = 0.052$

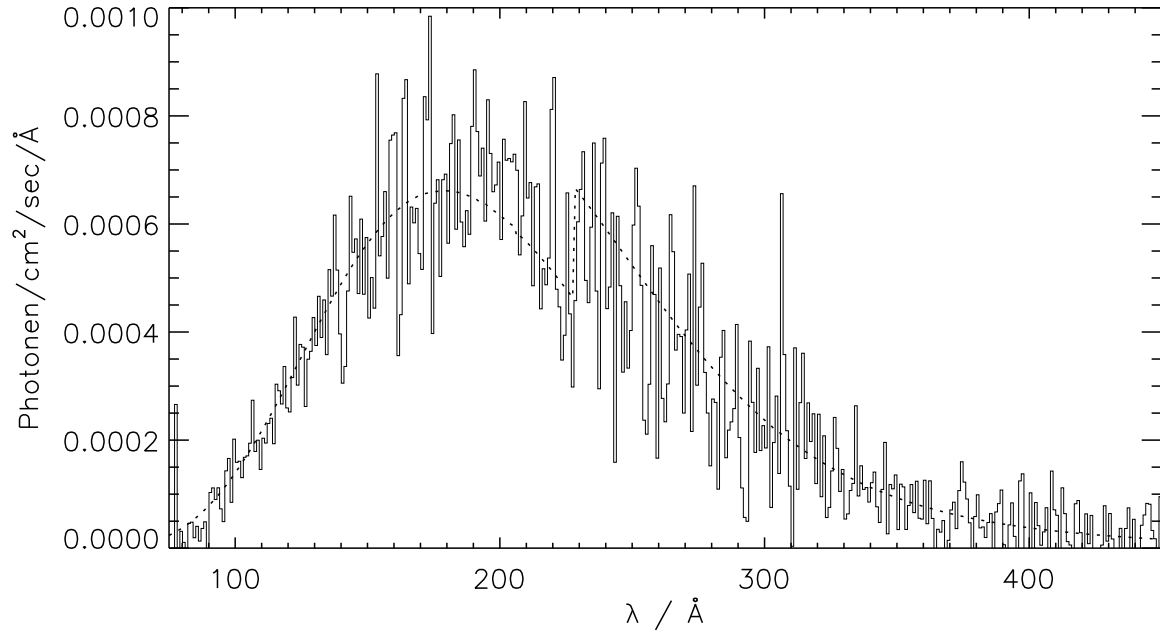


Abbildung D.28: PG 1658+440 (WD 1658+440): $T_{\text{eff}} = 30500 \text{ K}$, $\log g = 9.36$, $N(\text{H I}) = 2.88 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.005$, $\text{He II/H I} = 0.082$

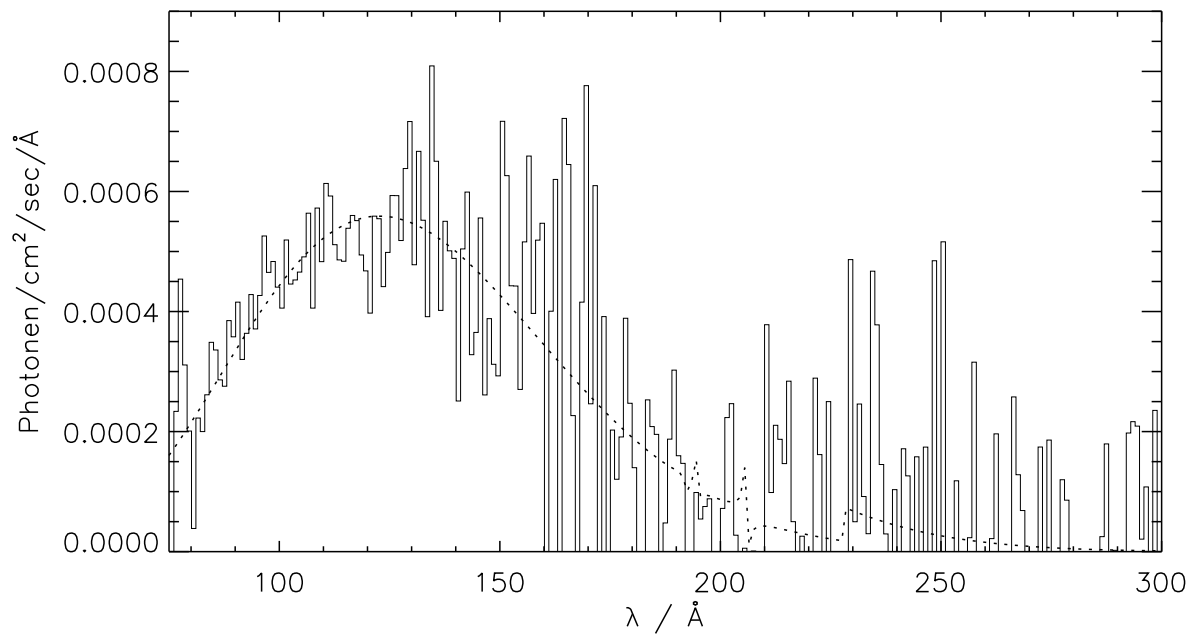


Abbildung D.29: RE J1746-70 (WD 1740-706): $T_{\text{eff}} = 46400 \text{ K}$, $\log g = 8.97$, $N(\text{H I}) = 1.74 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.068$, $\text{He II/H I} = 0.052$

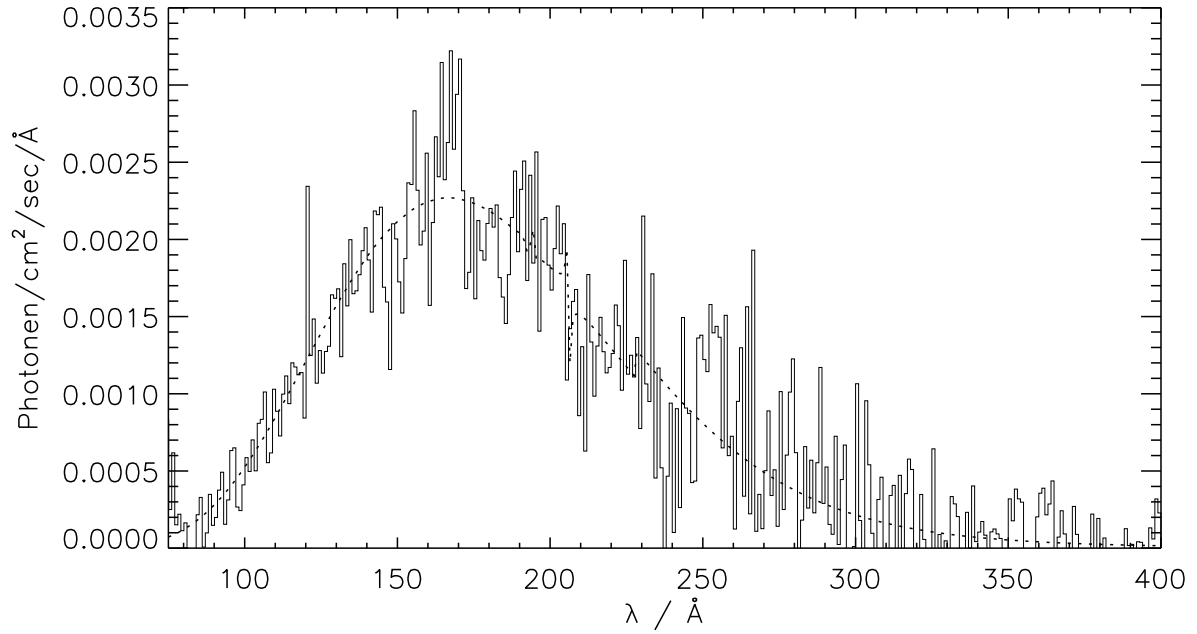


Abbildung D.30: Lanning 18 (WD 1845+019): $T_{\text{eff}} = 29500 \text{ K}$, $\log g = 7.84$, $N(\text{H I}) = 2.95 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.076$, $\text{He II/H I} = 0.033$

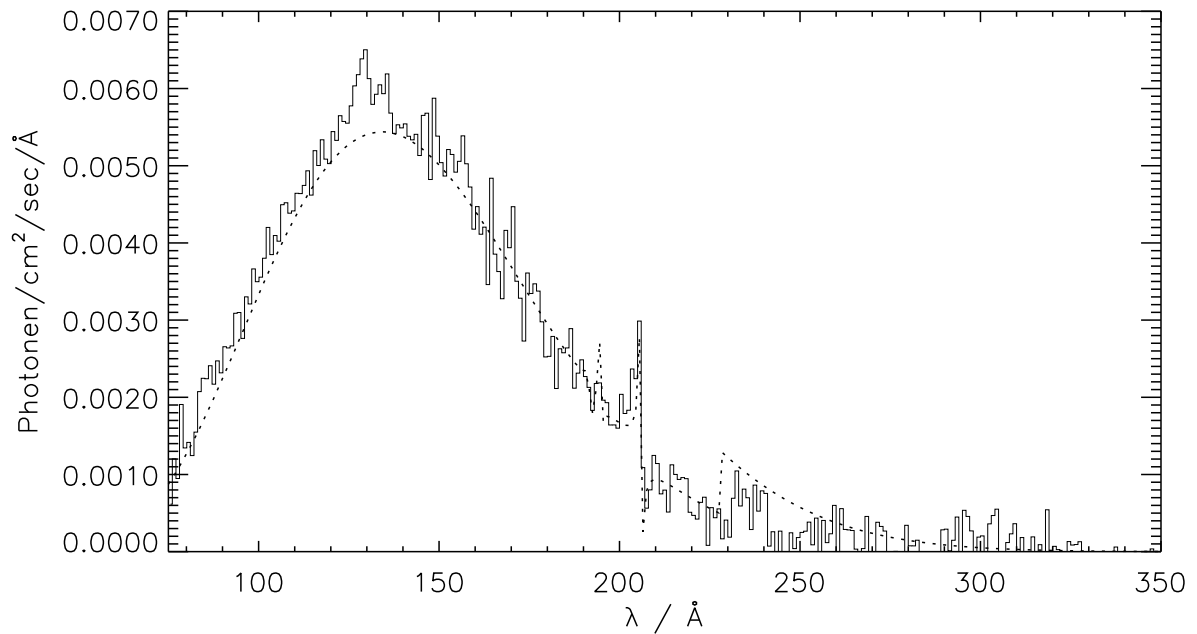


Abbildung D.31: RE J2009-60 (WD 2004-605): $T_{\text{eff}} = 41900 \text{ K}$, $\log g = 8.16$, $N(\text{H I}) = 1.24 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.091$, $\text{He II/H I} = 0.050$

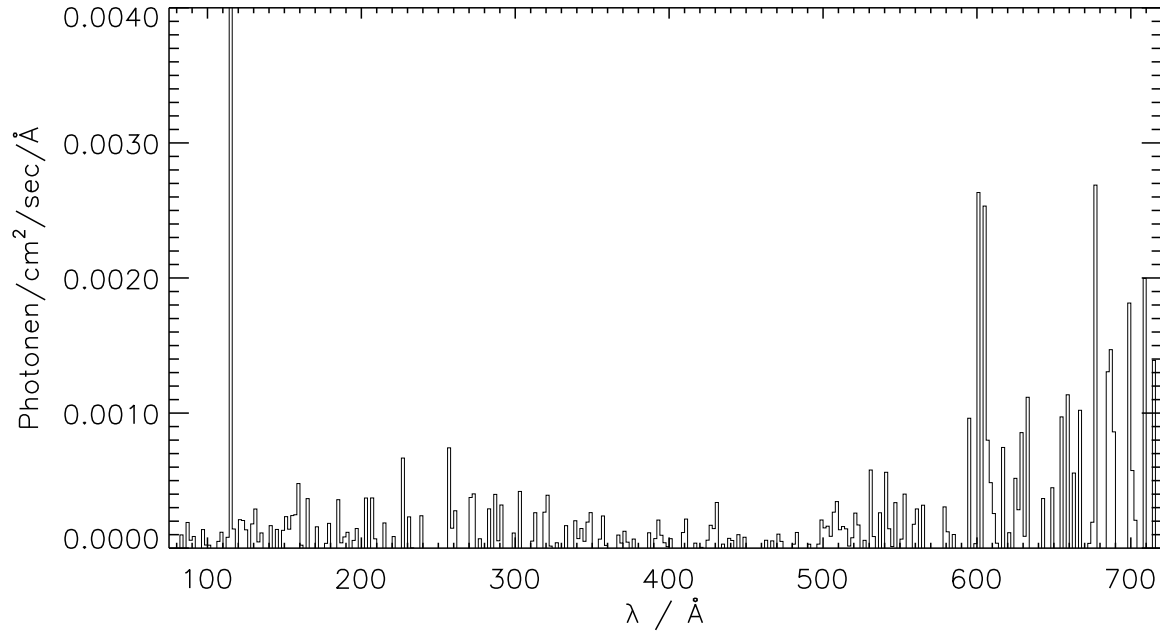


Abbildung D.32: MCT 2020–4234 (WD 2020–425)

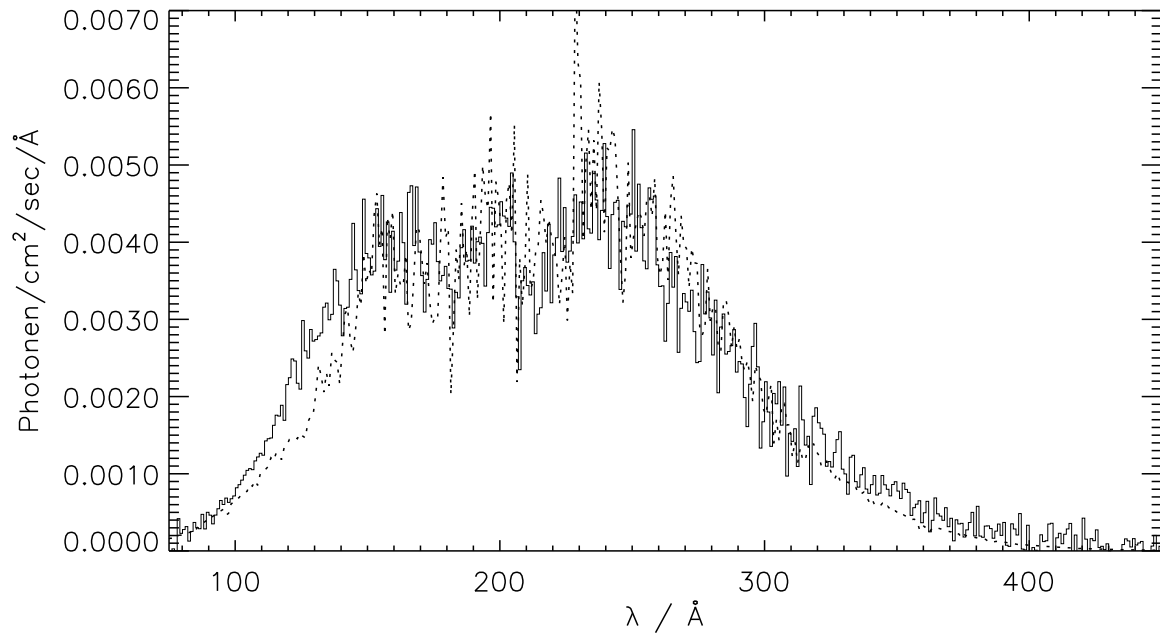


Abbildung D.33: GD 394 (WD 2111+498): $T_{\text{eff}} = 39600 \text{ K}$, $\log g = 8.00$, $\text{C}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-7}$, $\text{N}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{O}/\text{H} = 2.5 \cdot 10^{-7}$, $\text{Si}/\text{H} = 2.5 \cdot 10^{-7}$, $\text{Fe}/\text{H} = 1.25 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni}/\text{H} = 2.5 \cdot 10^{-7}$, $N(\text{H I}) = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.07$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.07$

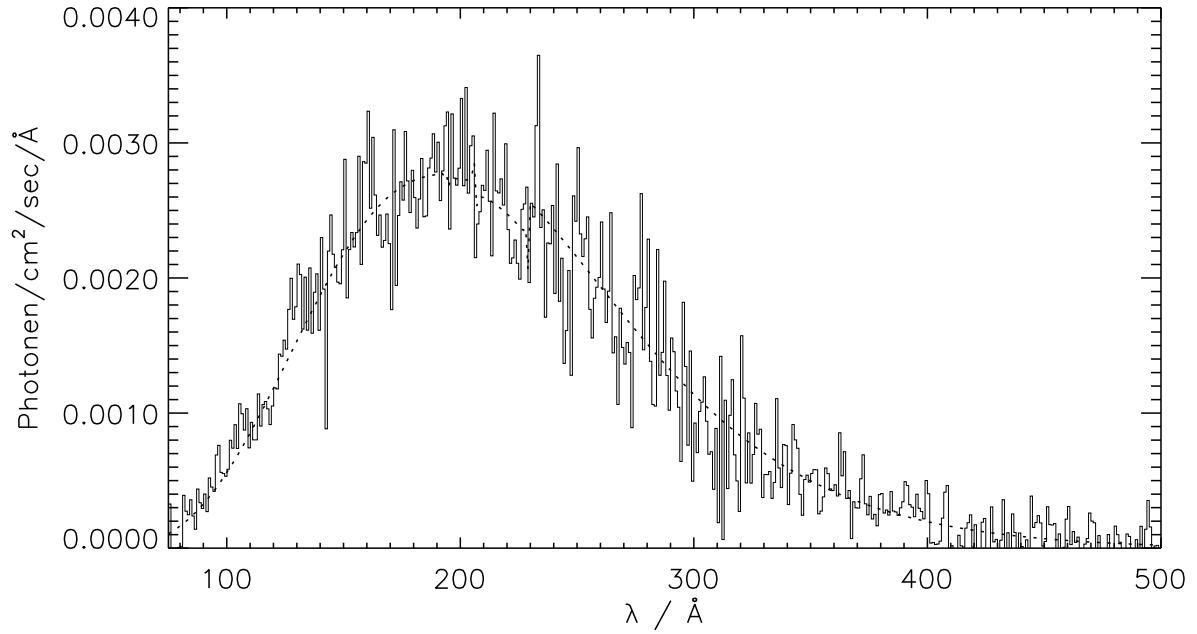


Abbildung D.34: IK Peg (WD 2124+191): $T_{\text{eff}} = 34500 \text{ K}$, $\log g = 8.95$, $N(\text{H I}) = 3.47 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.024$, $\text{He II/H I} = 0.019$

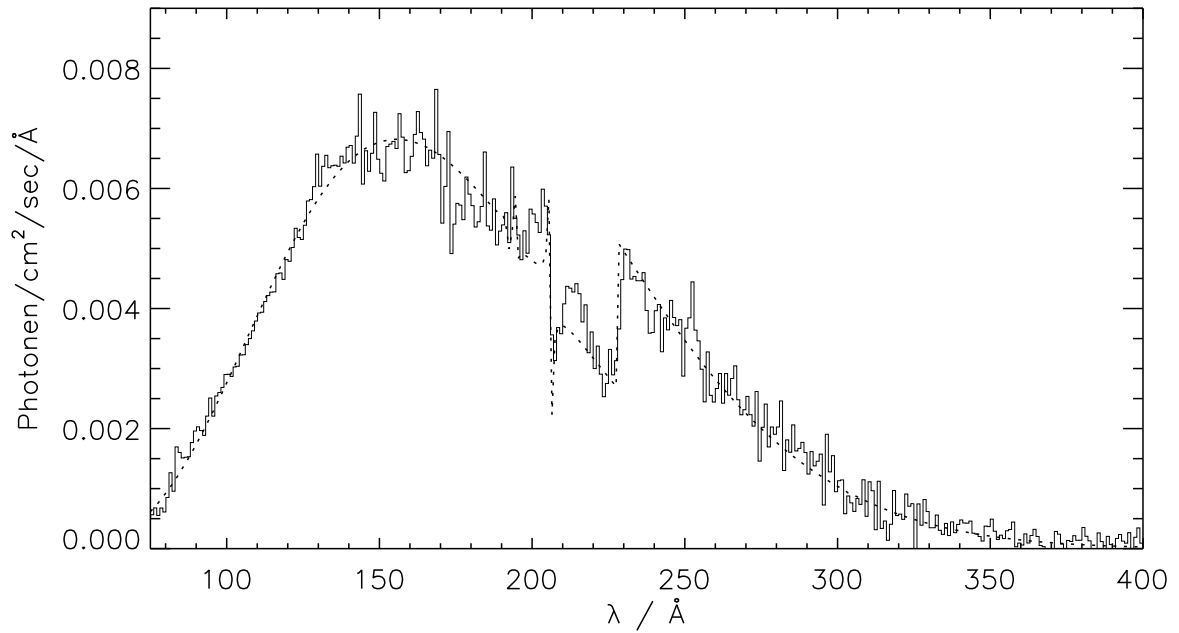


Abbildung D.35: RE J2156-54 (WD 2152-548): $T_{\text{eff}} = 44300 \text{ K}$, $\log g = 7.91$, $N(\text{H I}) = 6.97 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.065$, $\text{He II/H I} = 0.059$

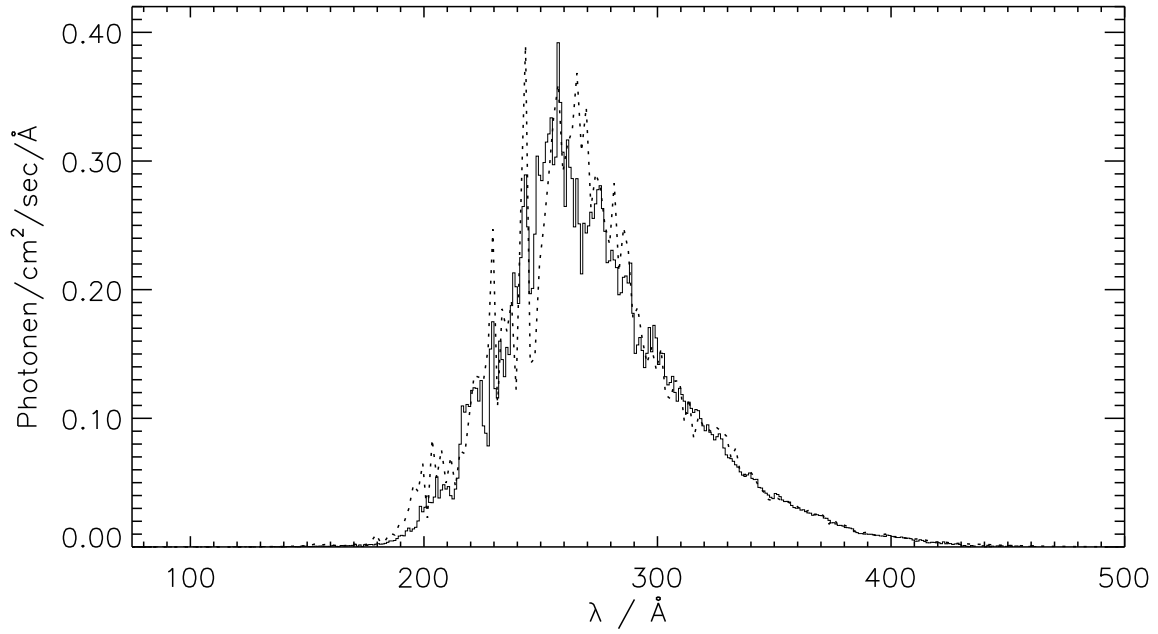


Abbildung D.36: RE J2214-49 (WD 2211-495): $T_{\text{eff}} = 66000 \text{ K}$, $\log g = 7.40$, $\text{C/H} = 8 \cdot 10^{-6}$, $\text{N/H} = 1.6 \cdot 10^{-5}$, $\text{O/H} = 4 \cdot 10^{-6}$, $\text{Si/H} = 4 \cdot 10^{-6}$, $\text{Fe/H} = 2 \cdot 10^{-5}$, $\text{Ni/H} = 4 \cdot 10^{-6}$, $N(\text{H I}) = 5.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.068$, $\text{He II/H I} = 0.05$

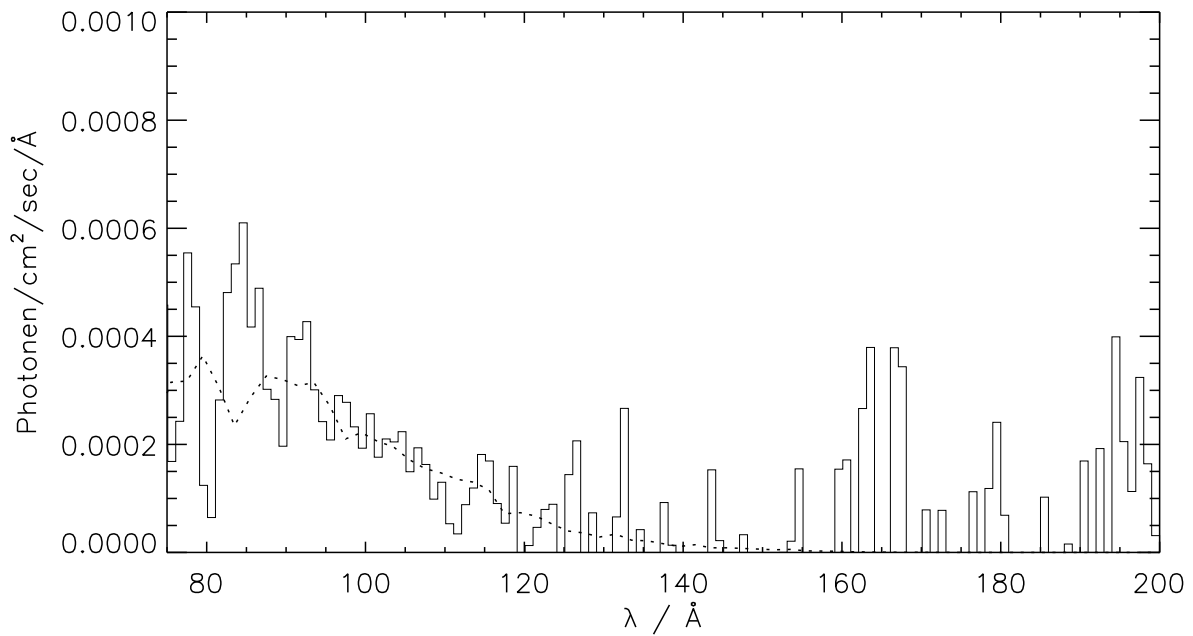


Abbildung D.37: Lanning 23 (WD 2247+583): $T_{\text{eff}} = 59000 \text{ K}$, $\log g = 7.80$, $\text{C/H} = 5 \cdot 10^{-7}$, $\text{N/H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{O/H} = 2.5 \cdot 10^{-7}$, $\text{Si/H} = 2.5 \cdot 10^{-7}$, $\text{Fe/H} = 1.25 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni/H} = 2.5 \cdot 10^{-7}$, $N(\text{H I}) = 7.80 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.068$, $\text{He II/H I} = 0.052$

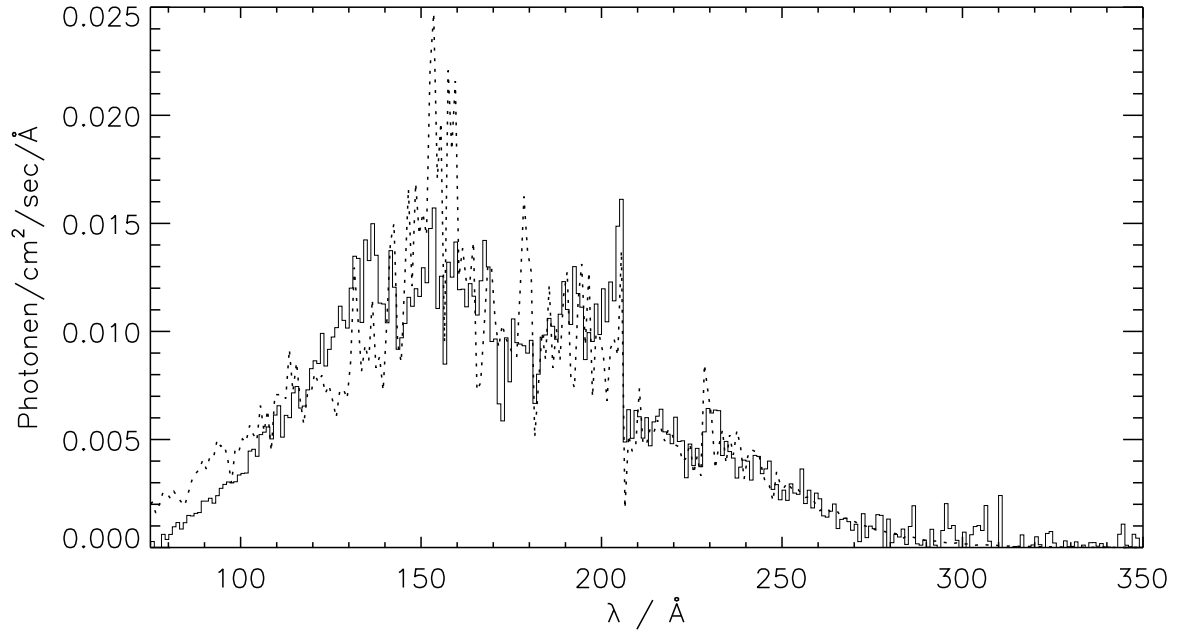


Abbildung D.38: GD 246 (WD 2309+105): $T_{\text{eff}} = 59000 \text{ K}$, $\log g = 7.80$, $\text{C/H} = 5 \cdot 10^{-7}$, $\text{N/H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{O/H} = 2.5 \cdot 10^{-7}$, $\text{Si/H} = 2.5 \cdot 10^{-7}$, $\text{Fe/H} = 1.25 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni/H} = 2.5 \cdot 10^{-7}$, $N(\text{H I}) = 1.80 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.054$, $\text{He II/H I} = 0.026$

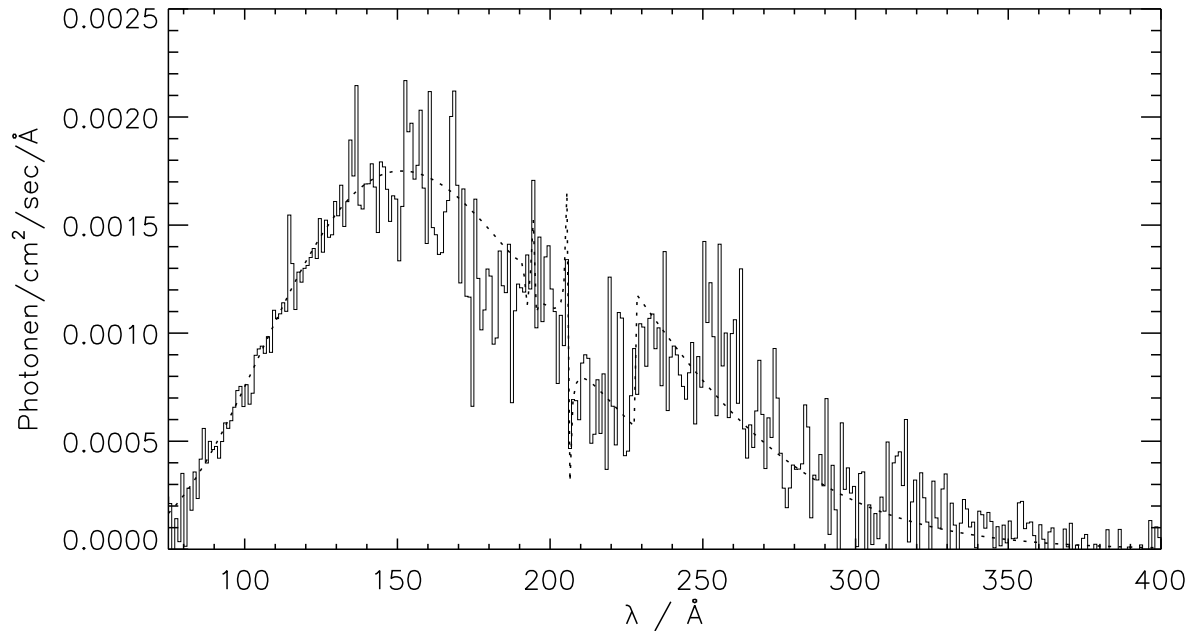


Abbildung D.39: RE J2324-54 (WD 2321-549): $T_{\text{eff}} = 41000 \text{ K}$, $\log g = 8.00$, $N(\text{H I}) = 4.74 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I/H I} = 0.167$, $\text{He II/H I} = 0.100$

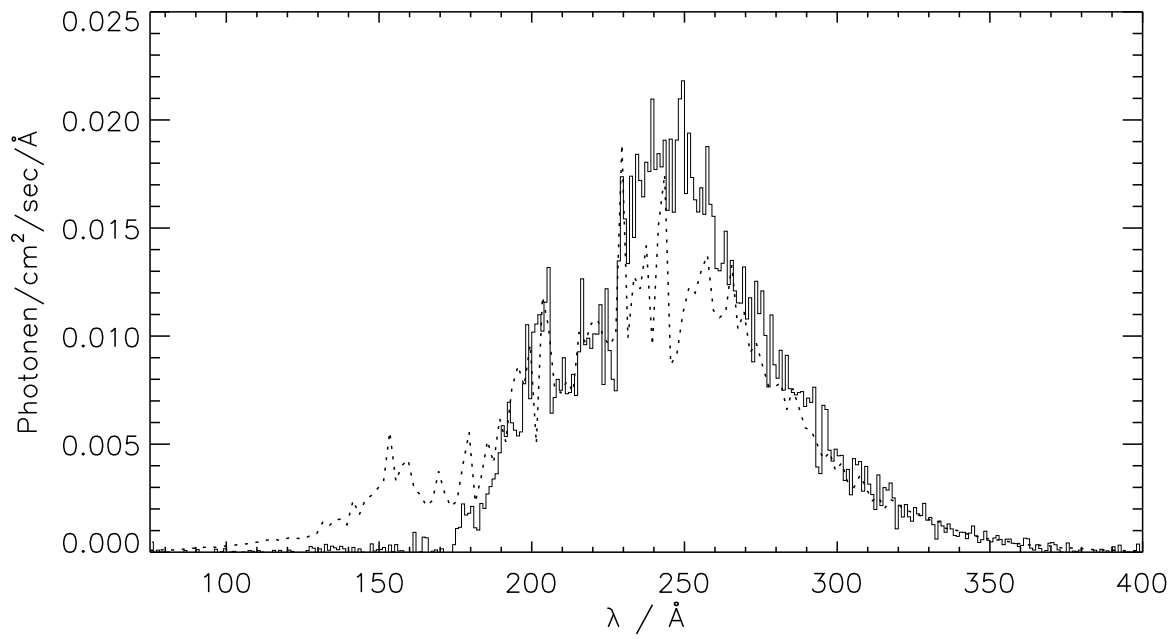


Abbildung D.40: MCT 2331–4731 (WD 2331–475): $T_{\text{eff}} = 56000 \text{ K}$, $\log g = 8.00$, $\text{C}/\text{H} = 2 \cdot 10^{-6}$, $\text{N}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-6}$, $\text{O}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Si}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $\text{Fe}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-6}$, $\text{Ni}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-6}$, $N(\text{H I}) = 8.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $\text{He I}/\text{H I} = 0.07$, $\text{He II}/\text{H I} = 0.05$

Literaturverzeichnis

- Adams W.S., 1915, PASP 27, 236
- Allen C.W., 1976, Astrophysical Quantities, korrigierter Nachdruck der 3. Auflage, Athlone Press, London
- Aller L.H., 1959, PASP 71, 324
- Anderson L., 1991. In: Crivellari L., Hubeny I., Hummer D.G. (eds.), Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 29
- Barnes J., 1993, A Beginner's Guide to Using IRAF, National Optical Astronomy Observatories, Tucson
- Barstow M.A., Hubeny I., 1998, MNRAS 299, 379
- Barstow M.A., Fleming T.A., Finley D.S., Koester D., Diamond C.J., 1993a, MNRAS 260, 631
- Barstow M.A., Fleming T.A., Diamond C.J. et al., 1993b, MNRAS 264, 16
- Barstow M.A., Holberg J.B., Fleming T.A., et al., 1994a, MNRAS 270, 499
- Barstow M.A., Holberg J.B., Koester D., 1994b, MNRAS 270, 516
- Barstow M.A., Hubeny I., Lanz T., Holberg J.B., Sion E.M., 1996a. In: Bowyer S., Malina R.F. (Hrsg.), Astrophysics in the Extreme Ultraviolet, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 185
- Barstow M.A., Holberg J.B., Hubeny I., et al., 1996b, MNRAS 279, 1120
- Barstow M.A., Dobbie P.D., Holberg J.B., Hubeny I., Lanz T., 1997a, MNRAS 286, 58
- Barstow M.A., Holberg J.B., Hubeny I., Lanz T., 1997b. In: Isern J., Hernanz M., García-Berro E. (Hrsg.), White Dwarfs, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 237
- Barstow M.A., Hubeny I., Holberg J.B., 1999. In: Solheim J.-E., Meiřtas E., 11th European Workshop on White Dwarfs, ASP Conf. Ser. Vol. 169, San Francisco, im Druck
- Bautista M.A., Nahar S.N., Peng J., Pradhan A.K., Zhang H.L., 1996. In: Bowyer S., Malina R.F. (Hrsg.), Astrophysics in the Extreme Ultraviolet, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 577
- Bergeron P., Saffer R.A., Liebert J., 1992, ApJ 394, 228
- Bergeron P., Wesemael F., Beauchamp A., et al., 1994, ApJ 432, 305
- Berkhuijsen E.M., Haslam C.G.T., Salter C.J., 1971, A&A 14, 252

- Boss L., 1910, Preliminary General Catalogue of 6188 Stars for the Epoch 1900, Carnegie Institution, Washington
- Bowyer C.S., Field G.B., Mack J.E., 1968, *Nat* 217, 32
- Bowyer S., Lieu R., Lampton M., et al., 1994, *ApJS* 93, 569
- Bowyer S., Lampton M., Lewis J., et al., 1996, *ApJS* 102, 129
- Bruhweiler F.C., Kondo Y., 1981, *ApJ* 248, L123
- Bunner A.N., Coleman P.C., Kraushaar W.L., et al., 1969, *Nat* 223, 1122
- Cannon C.J., 1973, *ApJ* 185, 621
- Chandrasekhar S., 1939, *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, University of Chicago Press, Chicago
- Chayer P., Fontaine G., Wesemael F., 1989. In: Wegner G. (Hrsg.), *White Dwarfs*, IAU Colloquium No. 114, Springer-Verlag, Berlin, S. 253
- Chayer P., Fontaine G., Wesemael F., 1991. In: Vauclair G., Sion E. (Hrsg.), *White Dwarfs*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 249
- Chayer P., LeBlanc F., Fontaine G., et al., 1994, *ApJ* 436, L161
- Chayer P., Fontaine G., Wesemael F., 1995a, *ApJS* 99, 189
- Chayer P., Vennes S., Pradhan A.K., et al., 1995b, *ApJ* 454, 429
- Chayer P., Fontaine G., Pelletier C., 1997. In: Isern J., Hernanz M., García-Berro E. (Hrsg.), *White Dwarfs*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 253
- Cheng K.-P., Bruhweiler F.C., 1990, *ApJ* 364, 573
- Cox D.P., Reynolds R.J., 1987, *ARA&A* 25, 303
- Cruddace R., Paresce F., Bowyer S., Lampton M., 1974, *ApJ* 187, 497
- Cunto W., Mendoza C., Ochsenbein F., Zeippen C.J., 1993, *A&A* 275, L5
- Diamond C.J., Jewell S.J., Ponman T.J., 1995, *MNRAS* 274, 589
- Dreizler S., 1999. In: Schielicke R.E. (Hrsg.), *Reviews in Modern Astronomy* 12, *Astronomische Gesellschaft*, im Druck
- Dreizler S., Werner K., 1993, *A&A* 278, 199
- Dreizler S., Wolff B., 1999, *A&A*, eingereicht
- Dupree A.K., Raymond J.C., 1982, *ApJ* 263, L63
- Dupuis J., Vennes S., 1997, *ApJ* 475, L131
- Dupuis J., Vennes S., Bowyer S., Pradhan A.K., Thejll P., 1995, *ApJ* 455, 574
- Dupuis J., Vennes S., Bowyer S., 1997. In: Isern J., Hernanz M., García-Berro E. (Hrsg.), *White Dwarfs*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 277
- Eddington A.S., 1926, *The Internal Constitution of the Stars*, Cambridge University Press, Cambridge
- ESA, 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, 1997, Vol.1–16, ESA Publications Division, Noordwijk

- Fahr H.J., 1974, Space Science Reviews 15, 483
- Ferlet R., Vidal-Madjar A., Gry C., 1985, ApJ 298, 838
- Finley D., 1996. In: Bowyer S., Malina R.F. (Hrsg.), Astrophysics in the Extreme Ultra-violet, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S.223
- Finley D.S., Koester D., Basri G., 1997, ApJ 488, 375
- Fleming T.A., Snowden S.L., Pfeffermann E., Briel U., Greiner J., 1996 A&A 316, 147
- Fontaine G., Wesemael F., 1987. In: Philip A.G.D., Hayes D.S., Liebert J.W. (Hrsg.), IAU Colloquium No. 95, The Second Conference on Faint Blue Stars, L. Davis Press, Schenectady, S.319
- Fowler R.H., 1926, MNRAS 87, 114
- Frisch P.C., 1995, Space Science Reviews 72, 499
- Frisch P.C., York D.G., 1983, ApJ 271, L59
- Gatewood G.D., Gatewood C.V., 1978, ApJ 225, 191
- Greenstein J.L., 1958. In: Flüge S. (Hrsg.), Handbuch der Physik, Band L, Springer-Verlag, Berlin, S.161
- Greenstein J.L., 1960. In: Greenstein J.L. (Hrsg.), Stars and Stellar Systems, Band 6, University of Chicago Press, Chicago, S.676
- Gry C., Lemonon L., Vidal-Madjar A., Lemoine M., Ferlet R., 1995, A&A 302, 497
- Hearn D.R., Richardson J.A., Bradt H.V.D., et al., 1976, ApJ 203, L21
- Heiles C., 1998, ApJ 498, 689
- Henry P., Bowyer S., Lampton M., Paresce F., Cruddace R., 1976, ApJ 205, 426
- Henry R.C., Fritz G., Meekins J.F., Friedman H., Byram E.T., 1968, ApJ 153, L11
- Holberg J.B., Barstow M.A., Buckley D.A.H., et al., 1993, ApJ 416, 806
- Holberg J.B., Hubeny I., Barstow M.A. et al., 1994, ApJ 425, L105
- Holberg J.B., Bruhweiler F.C., Andersen J., 1995, ApJ 443, 753
- Holberg J.B., Barstow M.A., Lanz T., Hubeny I., 1997, ApJ 484, 871
- Holberg J.B., Barstow M.A., Bruhweiler F.C., Cruise A.M., Penny A.J., 1998a, ApJ 497, 935
- Holberg J.B., Barstow M.A., Sion E.M., 1998b, ApJS 119, 207
- Holberg J.B., Barstow M.A., Bruhweiler F.C., Hubeny I., Green E.M., 1999, ApJ, im Druck
- Iwan D., 1980, ApJ 239, 316
- Jelinsky P., Vallergera J.V., Edelstein J., 1995, ApJ 442, 653
- Jordan S., 1993. In: Advances in Space Research Vol.13, No. 12, Pergamon Press, S. 319
- Jordan S., Koester D., 1986, A&AS 65, 367
- Jordan S., Koester D., Wulf-Mathies C., Brunner H., 1987, A&A 185, 253

- Jordan S., Wolff B., Koester D., Napiwotzki R., 1994, A&A 290, 834
- Jordan S., Finley D., Koester D., Wolff B., 1996. In: Zimmermann H.U., Trümper J.E., Yorke H. (Hrsg.), Röntgenstrahlung from the Universe, MPE Report 263, Garching, S. 5
- Jordan S., Koester D., Finley D., 1997. In: Isern J., Hernanz M., García-Berro E. (Hrsg.), White Dwarfs, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 281
- Kahn S.M., Wesemael F., Liebert J., et al., 1984, ApJ 278, 255
- Kidder K.M., 1991, Dissertation, University of Arizona, Ergebnisse entnommen aus Barstow et al. (1993b)
- Kippenhahn R., Weigert A., 1991, Stellar Structure and Evolution, 2. korrigierte Auflage, Springer-Verlag, Berlin
- Knapp G.R., 1975, AJ 80, 111
- Koester D., 1989a, ApJ 342, 999
- Koester D., 1989b. In: Wegner G. (Hrsg.), White Dwarfs, IAU Colloquium No. 114, Springer-Verlag, Berlin, S. 206
- Koester D., 1996. In: Bowyer S., Malina R.F. (Hrsg.), Astrophysics in the Extreme Ultraviolet, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 185
- Koester D., Chanmugam G., 1990, Reports on Progress in Physics 53, 837
- Koester D., Weidemann V., 1980, A&A 81, 145
- Koester D., Schulz H., Weidemann V., 1979, A&A 76, 262
- Kuiper G.P., 1941, PASP 53, 248
- Kurucz R.L., 1991. In: Crivellari L., Hubeny I., Hummer D.G. (eds.), Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 441
- Lallement R., Bertin P., 1992, A&A 266, 479
- Lallement R., Bertin P., Ferlet R., Vidal-Madjar A., Bertaux J.L., 1994, A&A 286, 898
- Lallement R., Ferlet R., Lagrange A.M., Lemoine M., Vidal-Madjar A., 1995, A&A 304, 461
- Lampton M., Margon B., Paresce F., Stern R., Bowyer S., 1976, ApJ 203, L71
- Lanz T., Barstow M.A., Hubeny I., Holberg J.B., 1996, ApJ 473, 1089
- Lemoine M., Vidal-Madjar A., Bertin P., et al., 1996, A&A 308, 601
- Liebert J., 1980, ARA&A 18, 363
- Liebert J., Wesemael F., Hansen C.J., et al., 1986, ApJ 309, 214
- Linsky J.L., Brown A., Gayley K., et al., 1993, ApJ 402, 694
- Luyten W.J., 1952, ApJ 116, 283
- Lyu C.-H., Bruhweiler F.C., 1996, ApJ 459, 216
- Malina R.F., Marshall H.L., Antia B., et al., 1994, AJ 107, 751
- Margon B., Malina R., Bowyer S., Cruddace R., Lampton M., 1976, ApJ 203, L25

- Marsh M.C., Barstow M.A., Buckley D.A., et al., 1997a, MNRAS 286, 369
- Marsh M.C., Barstow M.A., Buckley D.A., et al., 1997b, MNRAS 287, 705
- Mason K.O., Hassall B.J.M., Bromage G.E., et al., 1995, MNRAS 274, 1194
- McClintock W., Henry R.C., Linsky J.L., Moos H.W., 1978, ApJ 225, 465
- McCook G.P., Sion E.M., 1987, ApJS 65, 603
- McCook G.P., Sion E.M., 1999, ApJS, im Druck
- McKee C.F., Ostriker J.P., 1977, ApJ 218, 148
- Mestel L., 1952, MNRAS 112, 583
- Mewe R., Heise J., Gronenschild E.H.B.M., et al., 1975, ApJ 202, L67
- Mihalas D., 1978, Stellar Atmospheres, 2. Auflage, Freeman, New York
- Miller A., 1995, EUVE Guest Observer Program Handbook, NASA Research Announcement 95-EUVE-04, Appendix G, University of California, Berkeley
- Miller A., Abbott M., 1995, EUVE Guest Observer Software User's Guide, Version 1.5, University of California, Berkeley
- Montmerle T., Michaud G., 1976, ApJS 31, 489
- Morrison R., McCammon D., 1983, ApJ 270, 119
- Morvan E., Vauclair G., Vauclair S., 1986, A&A 163, 145
- Napiwotzki R., 1997, A&A 322, 256
- Paerels F.B.S., Heise J., 1989, ApJ 339, 1000
- Paresce F., 1984, AJ 89, 1022
- Petre R., Shipman H.L., Canizares C.R., 1986, ApJ 304, 356
- Pounds K.A., Allan D.J., Barber C., et al., 1993, MNRAS 260, 77
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1992, Numerical Recipes in FORTRAN, 2. Auflage, Cambridge University Press, Cambridge
- Pradhan A.K., 1996. In: Bowyer S., Malina R.F. (Hrsg.), Astrophysics in the Extreme Ultraviolet, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 569
- Pye J.P., McGale P.A., Allan D.J., et al., 1995, MNRAS 274, 1165
- Reid N., Wegner G., 1988, ApJ 335, 953
- Reimers D., Koester D., 1982, A&A 116, 341
- ROSAT Call for Proposals for the Second Observing Period August 1991 – February 1992 (Technical Appendix), Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching bei München
- Rumph T., Bowyer S., Vennes S., 1994, AJ 107, 2108
- Russell H.N., 1944, AJ 51, 13
- Sanders W.T., Kraushaar W.L., Nousek J.A., Fried P.M., 1977, ApJ 217, L87
- Scharmer G.B., 1981, ApJ 249, 720

- Schatzman E., 1949, Le Spectre des Naines blanches et leur Débit d'Énergie, Publikationer og mindre Meddelelser fra Københavns Observatorium, Nr. 149, Kopenhagen
- Schatzman E., 1958, White Dwarfs, North-Holland Publishing Company, Amsterdam
- Schmidt G.D., Bergeron P., Liebert J., Saffer R.A., 1992, ApJ 394, 603
- Seaton M.J., Zeipper C.J., Tully J.A., et al., 1992, Rev.MexicanaAstron.Astrofiz. 23, 19
- Shipman H.L., 1976, ApJ 206, L67
- Sion E.M., Greenstein J.L., Landstreet J.D., et al., 1983, ApJ 269, 253
- Sion E.M., Bohlin R.C., Tweedy R.W., Vauclair G.P., 1992, ApJ 391, L29
- Sion E.M., Holberg J.B., Barstow M.A., Kidder K.M., 1995, PASP 107, 232
- Snowden S.L., Egger R., Finkbeiner D.P., Freyberg M.J., Plucinsky P.P., 1998, ApJ 493, 715
- Slavin J.D., Frisch P.C., 1998. In: Breidtschwerdt D., Freyberg M.J., Trümper J. (Hrsg.), The Local Bubble and Beyond, Springer-Verlag, Berlin, S. 305
- Tanaka Y., Bleeker J.A.M., 1977, Space Science Reviews 20, 815
- Trümper J., 1990, SuW 29, 222
- Unglaub K., Bues I., 1998, A&A 338, 75
- Vallerga J.V., 1996, Space Science Reviews 78, 277
- Vallerga J.V., 1998, ApJ 497, 921
- van Altena W.F., 1998, Yale Catalogue of Stellar Parallaxes. Zitiert aus McCook & Sion 1999
- van Maanen, A., 1917, PASP 29, 258
- Vauclair G., 1987. In: Philip A.G.D., Hayes D.S., Liebert J.W. (Hrsg.), IAU Colloquium No. 95, The Second Conference on Faint Blue Stars, L. Davis Press, Schenectady, S. 341
- Vauclair G., 1989. In: Wegner G. (Hrsg.), White Dwarfs, IAU Colloquium No. 114, Springer-Verlag, Berlin, S. 176
- Vauclair G., Vauclair S., Greenstein J.L., 1979, A&A 80, 79
- Vauclair G., Schmidt H., Koester D., Allard N., 1997, A&A 325, 1055
- Vennes S., Fontaine G., 1992, ApJ 401, 288
- Vennes S., Pelletier C., Fontaine G., Wesemael F., 1988, ApJ 331, 876
- Vennes S., Chayer P., Fontaine G., Wesemael F., 1989, ApJ 336, L25
- Vennes S., Thejll P.A., Shipman H.L., 1991. In: Vauclair G., Sion E. (Hrsg.), White Dwarfs, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 235
- Vennes S., Chayer P., Thorstensen J.R., Bowyer S., Shipman H.L., 1992, ApJ 392, L27
- Vennes S., Dupuis J., Rumph T., Drake J., Bowyer S., 1993, ApJ 410, L119
- Vennes S., Bowyer S., Dupuis J., 1996a, ApJ 461, L103

- Vennes S., Chayer P., Hurwitz M., Bowyer S., 1996b, ApJ 468, 898
- Vennes S., Thejll P.A., Wickramasinghe D.T., Bessell M.S., 1996c, ApJ 467, 782
- Vennes S., Thejll P.A., Genova Galvan R., Dupuis J., 1997, ApJ 480, 714
- Vidal-Madjar A., Allard N.F., Koester D., et al., 1994, A&A 287, 175
- Wamsteker W., 1981, A&A 97, 329
- Warwick R.S., Barber C.R., Hodgin S.T., Pye J.P., 1993, MNRAS 262, 289
- Welsh B.Y., Craig N., Vedder P.W., Vallerger J.V., 1994, ApJ 437, 638
- Welsh B.Y., Crifo F., Lallement R., 1998, A&A 333, 101
- Werner K., Dreizler S., 1994, A&A 286, L31
- Werner K., Dreizler S., 1999. In: Riffert H., Werner K. (Hrsg.), The Journal of Computational and Applied Mathematics, Elsevier Press, Amsterdam, im Druck
- Werner K., Husfeld D., 1985, A&A 148, 417
- Wilkinson E., Green J.C., Cash W., 1992, ApJ 397, L51
- Winget D.E., Hansen C.J., Liebert J., et al., 1987, ApJ 315, L77
- Witte M., Rosenbauer H., Banaszekiewicz M., Fahr H., 1993, Advances in Space Research, Vol. 13, No. 6, S. 121
- Wolff B., 1994, Diplomarbeit, Universität Kiel
- Wolff B., Jordan S., Bade N., Reimers D., 1995, A&A 294, 183
- Wolff B., Jordan S., Koester D., 1996, A&A 307, 149
- Wolff B., Koester D., Vidal-Madjar A., 1997. In: Isern J., Hernanz M., García-Berro E. (Hrsg.), White Dwarfs, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 199
- Wolff B., Koester D., Dreizler S., Haas S., 1998, A&A 329, 1045
- Wolff B., Koester D., Dreizler S., 1999. In: Solheim J.-E., Meistas E., 11th European Workshop on White Dwarfs, ASP Conf. Ser. Vol. 169, San Francisco, im Druck
- Wolter H., 1952, Annalen der Physik 445 (6. Folge, Band 10), 94
- Wood M.A., 1994. In: Chabrier G., Schatzman E. (Hrsg.), The Equation of State in Astrophysics, IAU Coll. 147, Cambridge University Press, S. 612
- Zimmermann H.U., Belloni T., Izzo C., Kahabka P., Schwentker O., 1993, EXSAS User's Guide, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching bei München

Im Literaturverzeichnis verwendete Abkürzungen:

A&A	Astronomy & Astrophysics
A&AS	Astronomy & Astrophysics Supplement Series
AJ	Astronomical Journal
ApJ	Astrophysical Journal
ApJS	Astrophysical Journal Supplement Series
ARA&A	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
BAAS	Bulletin of the American Astronomical Society

MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
Nat	Nature
PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific
SuW	Sterne & Weltraum

Danksagung

Herzlich bedanken möchte ich mich bei Detlev Koester für die Vergabe dieses Themas und für die hervorragende Betreuung meiner Arbeit. Die vielen fruchtbaren Diskussionen und vielfältigen Anregungen haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Stefan Dreizler (Tübingen) hat mich in die Geheimnisse der Berechnung von NLTE-Modellatmosphären eingeweiht. Rosine Lallement (Verrières-le-Buisson, Frankreich) hat sich trotz ihrer zeitaufwendigen Arbeit in anderen Projekten mit meinen Ergebnissen über das interstellare Medium befaßt. Ihnen sei an dieser Stelle herzlich gedankt.

Die freundliche Arbeitsatmosphäre in der Abteilung Astrophysik des Instituts für Theoretische Physik und Astrophysik habe ich während meines Studiums und während der Promotion sehr genossen. Von den Kollegen möchte ich Tim Freyer und besonders Stefan Jordan hervorheben, denen ich wertvolle Anregungen für meine Arbeit verdanke. Zu Dank verpflichtet bin ich auch unserem Systemadministrator Holger Boll, da er in den letzten Monaten vor Abgabe dieser Arbeit unser Computersystem trotz vieler widriger Umstände am Laufen gehalten hat.

Meine Stelle und viele Reisen zu Tagungen wurden vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), der früheren Deutschen Agentur für Raumfahrtangelegenheiten (DARA), unter der Kennziffer 50 OR 96173 finanziert. Ein Teil der Modellatmosphären in dieser Arbeit wurde auf CRAY-Computern des Rechenzentrums der Universität Kiel berechnet.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Burkhard Wolff
Geburtsdatum und -ort	14. Januar 1970, Bremerhaven
Eltern	Egon Wolff, Finanzbeamter Maria-Luise Wolff, geb. Großheim, Laborantin
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch

Schulausbildung

1976 bis 1989	Schulbesuch in Bremerhaven
31. Mai 1989	Abschluß: Abitur

Studium

Okt. 1989 bis Nov. 1994	Studium der Physik an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (11 Semester)
08. Nov. 1994	Diplom in Physik

Zivildienst

Jan. 1995 bis Jan. 1996	St.-Elisabeth-Krankenhaus, Kiel
-------------------------	---------------------------------

Promotion

Seit Apr. 1996	Vorbereitung der Promotion; angestellt als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Theoretische Physik und Astrophysik der Universität Kiel
----------------	---

Erklärung

Diese Abhandlung wurde in Form und Inhalt nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Hilfsmittel unter Anleitung von Prof. Dr. D. Koester angefertigt. Sie wurde noch nicht an anderer Stelle ganz oder zum Teil im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegt. Ein Teil der Ergebnisse wurde mit Genehmigung des Dekans vom 9. Oktober 1996 veröffentlicht.

Kiel, den 23. März 1999