

Die galaktischen Wolf-Rayet-Sterne der Kohlenstoffsequenz

Diplomarbeit

eingereicht am
Institut für Physik und Astronomie
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Universität Potsdam



von

Andreas Sander

ansander@astro.physik.uni-potsdam.de

Potsdam, den 24. November 2010

Betreuer: Prof. Dr. Wolf-Rainer Hamann
Zweitgutachter: Prof. Dr. Achim Feldmeier

Inhaltsverzeichnis

1	Wolf-Rayet-Sterne	5
1.1	Schlüsselrolle der Wolf-Rayet-Sterne	5
1.2	Unterscheidung nach Spektraltypen	6
1.2.1	WN-Sterne	8
1.2.2	WC-Sterne	8
1.2.3	WO-Sterne	9
1.3	Wolf-Rayet-Sterne der Kohlenstoffsequenz	10
1.3.1	Subtypen	11
1.3.2	Klassifikationsschemata	11
2	Strahlungstransport und Sternwinde	15
2.1	Koordinaten	16
2.2	Strahlungstransport	18
2.2.1	Transportgleichung	18
2.2.2	Fluss und Momente	19
2.2.3	Lösung der Gleichungen	20
2.3	Statistisches Gleichgewicht	21
2.4	Radiatives Gleichgewicht	24
3	Modellierung von WR-Sternatmosphären	27
3.1	Geschwindigkeitsfeld	27
3.2	Windinhomogenitäten (Clumping)	29
3.3	Modellparameter	29
3.4	PoWR	30
3.4.1	Tiefenpunkte	30
3.4.2	Berechnung des Strahlungstransports	30
3.4.3	Berechnung der Besetzungszahlen	31
3.4.4	Berechnung der Temperaturschichtung	32
3.4.5	Modellatome und Superlevels	33
3.4.6	Schematischer Ablauf	35
4	Analyse der galaktischen WC-Sterne	37
4.1	Modellgitter	37
4.1.1	Der Transformierte Radius	37
4.1.2	Parameterentartung im Fall extrem dichter Winde	37
4.1.3	Gitteraufbau	38
4.1.4	Isokonturplots	39
4.2	Welche Sterne wurden untersucht?	44
4.2.1	Datenmaterial	44
4.2.2	Entfernung	45

4.2.3	Helligkeit und interstellare Rötung	46
4.2.4	Doppelsterne	48
4.3	Fitresultate	51
4.3.1	Modellparameter	51
4.3.2	Helligkeitskalibration	52
4.3.3	Subtypenverteilung	54
4.3.4	Verteilung in der R_t - T_* -Ebene	55
4.4	Individuelle Auswertung	59
4.4.1	Berechnung und Diskussion der Sternparameter	60
4.4.2	Anmerkungen zu einzelnen Sternen	64
4.5	Betrachtung der Subtypen	80
4.5.1	WC 9	80
4.5.2	WC 8	81
4.5.3	WC 7	82
4.5.4	WC 6	83
4.5.5	WC 5	84
4.5.6	WC 4	84
4.5.7	Übergangstypen	85
4.5.8	WO-Sterne	86
5	Sternentwicklung	89
5.1	Entwicklungsszenarien	90
5.2	Hertzsprung-Russell-Diagramm	94
5.2.1	HRD Position	94
5.2.2	Vergleich mit Sternentwicklungsrechnungen	97
5.3	Folgerungen: Ein neues Entwicklungsszenario	106
6	Fazit und Ausblick	109
6.1	Fazit	109
6.2	Ausblick	110
	Anhang	112

1 Wolf-Rayet-Sterne

1.1 Schlüsselrolle der Wolf-Rayet-Sterne

Wolf-Rayet-Sterne (kurz: WR-Sterne) sind entwickelte, massereiche Sterne, die nach ihren Entdeckern, den französischen Astronomen Charles Wolf und Gorges Rayet, benannt sind. Die 1867 entdeckten Sterne fallen bei der Betrachtung ihres Spektrums durch stark ausgeprägte Emissionslinien auf, die von Helium, Stickstoff, Kohlenstoff oder Sauerstoff stammen. Die Ursache dieser Linien war zunächst unklar, erst seit den 1930er Jahren wurde im Zuge der neuen Erkenntnisse in der Atomphysik klar, dass die Emissionslinien auf einen starken Sternwind zurückzuführen sind. Im Vergleich zu unserer Sonne verlieren Wolf-Rayet-Sterne gewaltige Mengen an Masse, ihre Massenverlustrate \dot{M} entspricht ca. $10^9 \dot{M}_\odot$, was bedeutet, dass diese Sterne in 10^4 bis 10^5 Jahren Masse im Umfang einer Sonnenmasse (M_\odot) verlieren.

Die mit bis zu mehreren tausend Kilometern pro Sekunde abgestoßene Masse beeinflusst nicht nur die Entwicklung des Sterns selbst, sondern auch die interstellare Umgebung wesentlich, so dass den WR-Sternen eine Schlüsselrolle im galaktischen Materiekreislauf zukommt. Die Sternwinde blasen Material in der unmittelbaren Umgebung weg, reichern das interstellare Medium mit Metallen – im astrophysikalischen Sinne, das sind alle Elemente schwerer als Helium – an und ihre energiereichen Photonen ionisieren die Region um den Stern. Die genaue Analyse der WR-Sternparameter dient damit nicht nur dem besseren Verständnis dieses Sterntyps, der zudem als direkter Supernova-Vorgänger gilt, sondern liefert auch Eckdaten für andere Bereiche der Astrophysik.

Die Zahl der WR-Sterne ist, trotz ihrer Schlüsselrolle, überschaubar. Derzeit sind rund 300 WR-Sterne in unserer Galaxis bekannt, insgesamt rechnen Verteilungsmodelle mit rund 1000 bis 6500 WR-Sternen in der Milchstrasse. Im Vergleich zur Gesamtzahl der Sterne in der Galaxis ist dies nicht viel, da die Lebensdauer in der WR-Phase jedoch relativ zur gesamten Lebensdauer eines Sterns recht kurz ist, ist es logisch, dass nur ein Bruchteil der Sterne sich gerade in einer solchen Phase befindet. Hinzu kommt, dass massereichere Sterne ohnehin eine kürzere Lebensdauer haben, da sie höhere Temperaturen im Kern aufweisen und damit die Kernfusionsbedingungen günstiger sind, so dass mehr Fusionsprozesse in einem bestimmten Zeitintervall stattfinden als bei masseärmeren Sternen und die sogenannten „Brennphasen“, d.h. die zur Fusion der kompletten Menge eines bestimmten Elements im Kern benötigte Zeit, damit kürzer sind.

Nur massereichere Sterne werden am Ende ihres Entwicklungsweges zu einem Wolf-Rayet-Stern, masseärmere Sterne stoßen nach dem Durchlaufen des Roten-Riesen-Stadiums ihre Hüllen als planetarische Nebel ab und enden als Weißer Zwerg. Die für das Durchlaufen einer WR-Phase notwendige Mindestanfangsmasse ist bis heute umstritten. Frühere Rechnungen setzten die Untergrenze bei knapp $40 M_\odot$ an, neuere Entwicklungsrechnungen haben diese auf knapp $25 M_\odot$ reduziert. Möglicherweise, auch die Ergebnisse dieser Arbeit liefern Anzeichen dafür, liegt sie jedoch noch niedriger. Die klassische Auffassung, dass alle WR-Sterne aus sehr massereichen Sternen oder allenfalls über Doppelster-

entwicklung entstehen, muss daher neu überdacht werden. Eine ausführliche Diskussion der Entwicklungsszenarien, gerade auch im Licht der Ergebnisse dieser Arbeit, erfolgt im Kapitel 5.

Da nur ein Teil der Wolf-Rayet-Sterne noch Wasserstofflinien zeigt, geht man davon aus, dass bei WR-Sternen die äußeren Hüllen mit Wasserstoff vollständig bzw. weitgehend durch die starken Sternwinde abgestoßen wurden, so dass in den nun oben liegenden Schichten bereits die durch Fusion im Kern erzeugten Elemente sichtbar werden. Die Sterne selbst befinden sich bereits im Heliumbrennen. Die Analyse der Spektren dieser Sterne erfordert eine gute Reproduktion ihrer Spektren durch Computermodelle. Diese gestalten sich jedoch nicht einfach: Die ständig expandierenden äußeren Schichten befinden sich nicht im thermodynamischen Gleichgewicht und auch das in der Astrophysik häufig benutzte Konzept eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (engl. local thermodynamical equilibrium, kurz: LTE) lässt sich hier nicht anwenden. In den Kapiteln 2 und 3 wird diese Thematik ausführlich besprochen, indem zunächst auf die Beschreibung der Sternatmosphäre und danach auf deren Modellierung eingegangen wird. Die eigentliche Analyse und Auswertung der Sternspektren erfolgt in Kapitel 4.

1.2 Unterscheidung nach Spektraltypen

Die durch ihre starken Emissionslinien auffallenden Wolf-Rayet-Sterne lassen sich weiter untergliedern, indem man berücksichtigt, zu welchen Elementen die Emissionslinien gehören und wie stark diese sind. Praktisch alle WR-Sterne zeigen He-Linien, bei den Stickstoff-, Kohlenstoff- und Sauerstofflinien gibt es jedoch deutliche Unterschiede. Während die sogenannten Wolf-Rayet-Sterne der Stickstoffsequenz (WN-Sterne) starke Stickstoff-Emissionslinien haben und keine bis schwache Kohlenstofflinien zeigen, gibt es bei den Sternen der Kohlenstoffsequenz (WC-Sterne) keinerlei Stickstofflinien, aber sehr prominente Kohlenstoff- und einige Sauerstofflinien.

In wenigen Fällen erreichen die Sauerstofflinien eine vergleichbare Stärke wie die Kohlenstofflinien. Diese vergleichsweise seltenen Sterne werden als WO-Sterne bezeichnet. Ob man die WO-Sterne als eine eigene Sauerstoff-Sequenz einstuft oder als eine Verlängerung der WC-Sequenz, ist umstritten. Für beide Varianten gibt es gute Argumente, beispielsweise sind auch in den WO-Spektren noch markante Kohlenstofflinien und in den WC-Sternen kommen die aus den WO-Spektren bekannten Sauerstofflinien auch vor, nur eben in sehr viel schwächerer Form. Im Gegensatz dazu ist die Trennung zwischen WN und WC wesentlich deutlicher, denn zwar kommen einige Kohlenstofflinien in schwacher Form in den WN-Spektren vor, umgekehrt der Stickstoff aber nicht in den WC-Spektren.

Für eine eigene WO-Klasse spricht hingegen der doch sehr unterschiedliche Charakter zwischen WC- und WO-Spektrum und die später noch genauer beleuchtete Erkenntnis, dass die Modelle für WO-Sterne deutlich andere Parameter haben als die für WC-Sterne, womit sie sich modellierungstechnisch ähnlich abgrenzen wie die WN-Sterne. Da es aber wie schon erwähnt nur wenige WO-Sterne gibt, in unserer Milchstraße sind ganze vier bekannt, während man bei WN- und WC-Sternen deutlich mehr Objekte kennt – in unserer Galaxis ist man bei beiden im dreistelligen Bereich – untersucht man die WO-Sterne meist zusammen mit den WC-Sternen. Dies wird auch in dieser Arbeit so gemacht, wenngleich auch mit deutlicher Berücksichtigung ihres speziellen Charakters.

Wie in Kapitel 5 noch genauer diskutiert wird, werden klassisch WN, WC und WO als

verschiedene Entwicklungsstadien eines Sterns interpretiert. Man nimmt dabei an, dass zumindest ein Teil der WN-Sterne später eine WC- und evtl. auch WO-Phase durchlaufen. Entsprechend könnte es auch eine Übergangsphase, zwischen WN- und WC-Typ geben. In der Tat listet van der Hucht (2001) 10 Sterne, die als Übergangstyp zwischen WN- und WC-Phase eingestuft sind. Dabei handelt es sich in der Regel um WN-Sterne mit erhöhtem Kohlenstoffanteil, wie eine Analyse des Spektrums zeigt. Im Vergleich zur normalen WN-Klassifikation besitzt insbesondere und teilweise ausschließlich, C IV 5808 Å eine größere Äquivalentbreite. Sofern Spektren zu diesem Typus vorliegen, werden sie im Rahmen dieser Arbeit als Sonderfall mit speziellen Modellen analysiert.

In Abbildung 1.1 sind je ein Spektrum von einem WN- und einem WC-Stern abgebildet. Klar erkennbar sind die beim WN-Stern deutlich vorhandenen, beim WC-Stern jedoch komplett fehlenden Stickstofflinien, während umgekehrt beim WC-Stern eine Reihe von Kohlenstofflinien neben den Heliumlinien vorkommen, die, bis auf C IV 5808 Å, im WN-Spektrum fehlen.

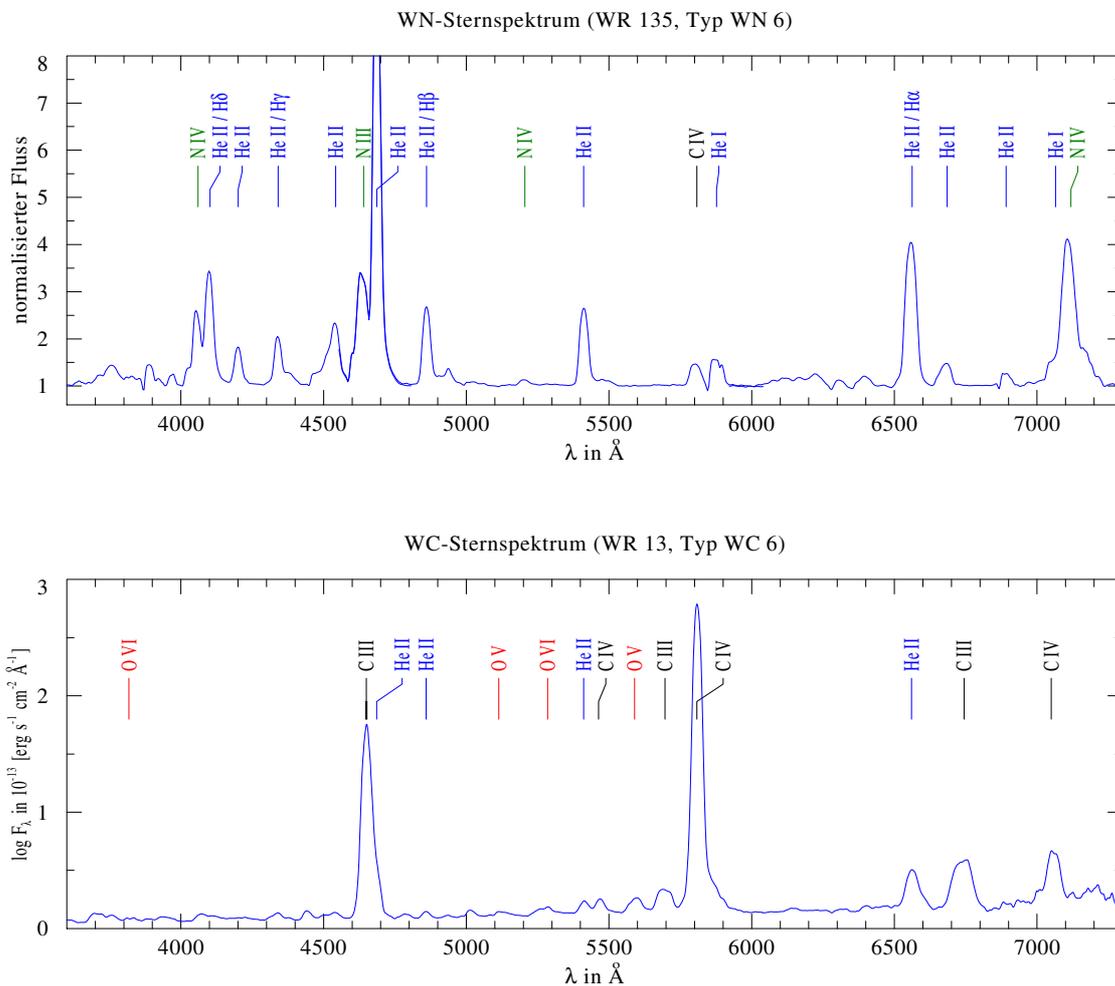


Abbildung 1.1 – Vergleich der optischen Spektren von einem WN- und einem WC-Stern mittleren Spektraltyps.

1.2.1 WN-Sterne

Der Stickstoff, der für die starken N-Emissionslinien benötigt wird, stammt indirekt aus dem CNO-Zyklus bzw. Bethe-Weizsäcker-Zyklus. Sterne mit über $1,3 M_{\odot}$ fusionieren ihren Wasserstoff hauptsächlich via CNO-Zyklus zu Helium, somit natürlich auch alle Sterne, die später die WR-Phase erreichen. Der „Flaschenhals“ in dieser Kette von Fusionsprozessen ist dabei die Fusion von ^{14}N zu ^{15}O mit einer mittleren Lebensdauer von mehreren hundert Millionen Jahren:



Da alle anderen Schritte im CNO-Zyklus um Größenordnungen schneller ablaufen, wird der übergroße Anteil der Katalysatorelemente (C, N und O) zu Stickstoff umgewandelt, der sich so ansammelt. Dennoch bleibt der Massenanteil in der Sternatmosphäre gegenüber dem von Helium (und ggf. Wasserstoff) mit 1,5% relativ gering, reicht aber völlig aus, um die markanten Stickstoff-Emissionslinien zu erzeugen.

Die WN-Sterne werden nach spektralen Charakteristika weiter in Subtypen WN 2 bis WN 11 unterteilt, wobei die Abgrenzung vor allem nach den Verhältnissen von Linien mit unterschiedlichem Stickstoff-Ionisationsgrad erfolgt, siehe van der Hucht (2001). Historisch werden die Subtypen WN 2 bis WN 6 auch als „frühe“ Typen (WN *Early*, WNE) bezeichnet, während man bei WN 7 bis WN 11 von „späten“ Typen (WN *Late*, WNL) spricht. Allerdings wird die WNE/WNL-Begriffsbezeichnung zunehmend auch in einem anderen Zusammenhang, nämlich für den Wasserstoffgehalt, benutzt. Zeigt ein Stern noch Wasserstofflinien, wird er als WNL bezeichnet, ansonsten ist er ein WNE. Diese Begriffsbenutzung ist allerdings nicht mehr parallel zu den Subtypnummern, denn es gibt sowohl Sterne ohne Wasserstoff, die entsprechend der Subtypkriterien als WN 7 und aufwärts klassifiziert sind, als auch Sterne des Typs WN 6 und abwärts mit Wasserstoff. Alternativ dazu gibt es daher als Kennzeichen den Zusatz „h“ hinter der Subtypnummer, um diese Fälle eindeutig trennen zu können.

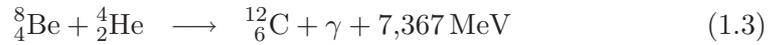
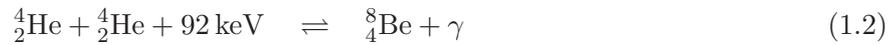
Ogleich die CNO-Elemente in der Atmosphäre zu sehen sind, heißt das nicht, dass der Stern noch Wasserstoff fusioniert. Zwar zeigt wie erwähnt ein Teil der WN-Sterne Wasserstoff in der Sternatmosphäre, das bedeutet aber nicht, dass auch im Kern, wo die Fusionsprozesse stattfinden, auch noch Wasserstoff vorhanden ist. Klassisch gelten alle WR-Sterne als Objekte, die sich bereits im Heliumbrennen befinden. Der CNO-Stickstoff in solchen WN-Sternen ist gewissermaßen ein „Relikt“.

Hamann et al. (2006) zeigten in ihrer Analyse der galaktischen WN-Sterne, dass diese im Hertzsprung-Russel-Diagramm (HRD) in zwei Gruppen zerfallen, die weitestgehend mit der Trennung in wasserstoffhaltige und wasserstofffreie WN-Sterne einher geht. Möglicherweise befinden sich dabei die wasserstoffhaltigen WN-Sterne tatsächlich noch im Wasserstoffbrennen. Im Abschnitt 5.2 wird darauf im Zusammenhang mit den Resultaten der WC-Analyse noch näher eingegangen.

1.2.2 WC-Sterne

Während bei WN-Sternen der Stickstoff als Katalysator des ehemaligen (oder noch laufenden) Wasserstoffbrennens noch zu sehen ist, ist bei WC-Sternen keinerlei Wasserstoff und Stickstoff mehr auszumachen. Der Stern gewinnt seine Energie im Heliumbrennen

nun durch die Fusion von Helium zu Kohlenstoff im sogenannten 3α -Prozess, bei dem drei Heliumkerne zu einem Kohlenstoffkern verschmelzen. Dies geschieht in zwei Schritten:



Wie man in 1.2 sieht, ist der erste Schritt zum Beryllium dabei nicht exotherm, so dass auch der entgegengesetzte Prozess stattfindet. Auch hat ${}^8\text{Be}$ nur eine extrem geringe Lebensdauer von ca. $6 \cdot 10^{-17} \text{ s}$, das stabile Isotop des Elements ist ${}^9\text{Be}$. Bei niedrigen Temperaturen und geringen Teilchenstoßraten wird daher die Produktion schwerer Elemente verhindert, man spricht auch von der sogenannten *Beryllium-Barriere*.

Die Energieerzeugungsrate für den 3α -Prozess hängt quadratisch von der Dichte und extrem ($\propto T^{30}$) von der Temperatur ab. In heißen WR-Sternen ist daher die Erzeugung von Kohlenstoff auf diesem Weg möglich und die Fusionsprodukte finden sich durch Abstoßen der äußeren Hüllen und wahrscheinlich auch Konvektion nach einer gewissen Zeit auch in der Sternatmosphäre wieder, in der der Kohlenstoffanteil bei 40% und mehr liegen kann. Durch die mögliche Anschlussreaktion



wird außerdem bereits Sauerstoff produziert, dessen Emissionslinien ebenfalls in WC-Sternspektren zu sehen sind, wenn auch nicht in der Stärke der Kohlenstofflinien.

Obwohl entwicklungstheoretisch nicht untermauert, sondern eventuell sogar konträr, spricht man auch bei WC-Sternen zuweilen von „frühen“ (WC4-6) und „späten“ (WC7-9) Subtypen. Gelegentlich werden daher auch die Abkürzungen WCE und WCL verwendet. Eine zweite Bedeutung für „early“ und „late“ wie bei den WN-Sternen, die zu einer Doppeldeutigkeit führen könnten, gibt es hier nicht. Das genaue Klassifikationsschema und die weiteren Details werden im Abschnitt 1.3 besprochen. Im Allgemeinen wird in dieser Arbeit direkt mit den Ziffern gearbeitet und ansonsten von „frühen“ und „späten“ Typen gesprochen, wobei auf die Abkürzungen WCE und WCL verzichtet wird. Dies geschieht auch mit Blick auf die Entwicklungsdiskussion in 5, wo die WNL/WNE-Nomenklatur immer im Sinne des Wasserstoffgehalts verwendet wird.

Ein vergleichender Blick auf Nachbargalaxien zeigt Unterschiede in der Subtypenverteilung. In der Großen Magellanschen Wolke (LMC) gibt es nur „frühe“ WC-Subtypen, vor allem WC4, in der Kleinen Magellanschen Wolke (SMC) gibt es sogar überhaupt keine WC-Sterne, allerdings einen WO-Stern. In unserer Milchstraße hingegen gibt es, wie sich noch zeigen wird, mehr „späte“ WC-Typen (WC7 bis WC9) als „frühe“. Die Ursache dafür ist bisher unklar, möglich wäre ein Zusammenhang mit der deutlich unterschiedlichen Metallizität, aber auch ein Entdeckungseffekt, da die Modellfits zeigen, dass die Leuchtkräfte für die WC-Sterne zum Großteil ein ganzes Stück unterhalb derer für WN-Sterne liegen.

1.2.3 WO-Sterne

Wie bereits in (1.4) beschrieben, kann als eine Art Fortsetzung des 3α -Prozesses ein Kohlenstoffatom ${}^{12}\text{C}$ mit einem weiteren Heliumkern zu ${}^{16}\text{O}$ fusionieren. So wird zunehmend

auch der Sauerstoffanteil im Stern größer. Sterne, deren Sauerstofflinien von vergleichbarer Stärke wie die Kohlenstofflinien sind, werden als WO-Sterne bezeichnet. Ob es sich dabei um eine Fortsetzung der WC-Sequenz handelt, deren Spektren hauptsächlich aus den gegenüber den WC-Subtypen höheren Temperaturen und entsprechend anderen Anregungszuständen resultieren, oder ob man die WO-Sterne eher als eigene Klasse betrachten sollte, ist, wie schon eingangs angesprochen, umstritten.

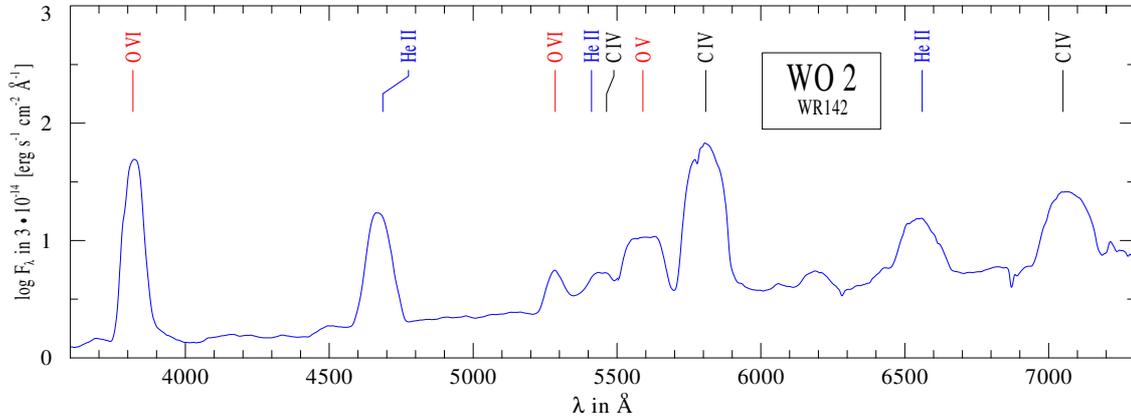


Abbildung 1.2 – Optisches Spektrum des als WO 2 klassifizierten Sterns WR 142

Die Zahl der WO-Sterne ist deutlich kleiner als die der WN- und WC-Sterne. In der Milchstraße sind gerade einmal vier WO-Sterne (WR 30a, WR 93b, WR 102, WR 142) bekannt, hinzu kommen je einer aus beiden Magellanschen Wolken sowie jeweils einer aus IC 1613 und NGC 1613. WO-Sterne werden als direkte Vorgänge von Supernovae vom Typ Ic gesehen, was ihrer Analyse zusätzliche Bedeutung verschafft. Trotz der geringen Anzahl unterscheidet man auch bei WO-Sternen noch Subtypen, nämlich WO 1 bis WO 4, hauptsächlich durch das Verhältnis von Sauerstofflinien verschiedener Ionisationszustände sowie durch das Verhältnis von O VI zu C IV. C III fehlt hingegen in WO-Spektren. Ergänzend zu den WC-Sternen werden in dieser Arbeit auch die beiden Sterne WR 102 und WR 142 analysiert, beide haben den Subtyp WO 2.

Für die beiden WO-Sterne wurden im Rahmen dieser Arbeit eigene Modelle gerechnet. Die unmittelbaren Ergebnisse aus den Modellen werden in Abschnitt 4.5.8 diskutiert, ihre resultierenden HRD-Positionen und ihre Rolle in der Entwicklung in Kapitel 5.

1.3 Wolf-Rayet-Sterne der Kohlenstoffsequenz

Die WC-Sterne sind (unter Einbeziehung der WO-Sterne) als wahrscheinlich letzte Phase vor einer Supernova von besonderem Interesse. Die Modellreproduktion ihrer Spektren gelingt im Allgemeinen durch die komplexere chemische Zusammensetzung schlechter als bei WN-Sternen, und die Vorhersagen der etablierten Sternentwicklungsmodelle passen oft nicht zu den aus Beobachtungen ermittelten Werten. Diese Arbeit wirft einen Blick auf die WC-Sterne in unserer Milchstraße und versucht mit Hilfe der gegenüber vorherigen Analysen zum Teil deutlich erweiterten Modellrechnungen die fundamentalen Sternparameter zu ermitteln, um diesen Sterntyp besser verstehen und einordnen zu können.

1.3.1 Subtypen

Die Gruppe der WC-Sterne lässt sich, wie in Abschnitt 1.2.2 kurz angerissen, noch weiter in Subtypen unterteilen. Die Subtypen werden mit arabischen Ziffern bezeichnet und laufen für massereiche WC-Sterne von WC 4 bis WC 9. Ein von Crowther et al. (1998) vor- und im Abschnitt 1.3.2 kurz dargestelltes System führt diese Sequenz noch bis WC 11 weiter, setzt sich dabei allerdings das Ziel eines gemeinsamen Kriterienkatalogs für die massereichen WC-Sterne und die Zentralsterne von planetarischen Nebeln. Zentralsterne von planetarischen Nebeln (CSPN) unterscheiden sich physikalisch deutlich, haben aber WR-artige Spektren und lassen sich daher auch mit sehr ähnlichen Methoden analysieren. Um sie von massereichen WC-Sternen zu unterscheiden, wird für CSPN die Klammernotation [WC] benutzt. In dieser Arbeit werden nur die massereichen, „echten“ WC-Sterne betrachtet, keine Zentralsterne planetarischer Nebel.

Bis heute gibt es keinen Vertreter der massereichen WC-Sterne, der zum Typ WC 10 oder WC 11 gehört, so dass im restlichen Teil der Arbeit nur von den Subtypen WC 4-9 gesprochen wird. Für die WO-Sterne kennt man die Subtypen WO 1-4, die entsprechend der im Abschnitt 1.2.3 kurz angerissenen Interpretation zuweilen als Verlängerung der WC-Sequenz genannt werden. Eine Klassifizierung als WC 3 o.ä. ist jedoch nicht üblich und kommt allenfalls als technisches Hilfsmittel in Grafiken vor, die eine Größe gegenüber den WC-Subtypen auftragen.

Die Kriterien zur Unterscheidung der Subtypen basieren nicht direkt auf physikalischen Parametern, sondern auf der qualitativen und quantitativen Analyse der Emissionslinien in ihren Spektren, die überhaupt dafür sorgen, dass ein Stern als WR-Stern eingestuft wird. Da die Emissionslinien im Sternwind entstehen, ist der Rückschluss auf Temperatur und Leuchtkraft aus ihnen allenfalls grob möglich und somit muss der Subtyp nicht notwendigerweise mit einem Parameterset korreliert sein. Bei der Analyse der galaktischen WN-Sterne von Hamann et al. (2006) zeigt sich beispielsweise eine deutliche Streuung zwischen Subtyp und physikalischen Parametern in der $\log R_t$ - $\log T_*$ -Ebene, was auf eine zweidimensionale Verteilung der WN-Sterne im Bezug auf die Parameter R_t und T_* schließen lässt. Die Resultate für die WC-Sterne werden in Abschnitt 4.3.4 vorgestellt und diskutiert.

1.3.2 Klassifikationsschemata

Zuweilen kann es vorkommen, dass ein Stern in verschiedenen Literaturquellen mit einem unterschiedlichen WC-Subtyp angegeben wird. Dies kann zum einen daran liegen, dass sich die Datenlage verbessert hat und beispielsweise besser aufgelöste Spektren vorhanden sind, doch dies kann auch Definitionssache sein. Die Einteilung der WC-Sterne in ihre Subtypen ist nämlich nicht völlig einheitlich. Zwar stimmen im Endeffekt die meisten Resultate überein, ein WC 9-Stern wird also kaum irgendwo als WC 5 gelistet sein oder umgekehrt, doch bei benachbarten Subtypen (z.B: WC 5 und WC 6) kann dies durchaus des öfteren vorkommen.

Bei allen bisherigen Klassifikationsmustern wird dabei stets nach spektralen Kriterien vorgegangen. Welche Emissionslinien dafür betrachtet werden, unterscheidet sich zuweilen, die prominentesten Linien werden allerdings immer benutzt, die Unterschiede liegen allenfalls im Hinzuziehen weiterer Linien.

Ein weiterer Unterschied zwischen verschiedenen Systemen kann auch die benutzte

Vergleichsgröße sein. Manche Systeme verwenden die Äquivalentbreite W_λ , andere die Peakhöhe, also die maximale Intensität innerhalb einer Linie des normierten Spektrums. Letztere ist leichter zu bestimmen, aber nicht unabhängig vom Messinstrument, da die Faltung des tatsächlichen Spektrums mit der Gerätefunktion die Linienform und damit auch die Peakhöhe verändern kann. Die Äquivalentbreite hingegen, d.h. die Breite der Linie bei einem normierten Spektrum, wird durch die Faltung nicht verändert und so ist dieser etwas umständlicher zu bestimmende Wert auch bei Spektren aus unterschiedlichen Quellen vergleichbar. In den nachfolgend vorgestellten Systemen wird jeweils die Äquivalentbreite als Referenzgröße verwendet.

Klassifikationslinien

Die markantesten und meist auch stärksten Emissionslinien in den WC-Sternspektren sind C IV 5801-12 Å - meist als C IV 5808 Å oder C IV 5812 Å bezeichnet - sowie ein Blend aus C III 4650 Å, C IV 4658 Å und He II 4686 Å. Erstere ist eigentlich eine Doppellinie, die aber in sehr vielen beobachteten Spektren nicht aufgelöst wird und meist ohnehin so stark verbreitert ist, dass die Komponenten verschmelzen. In „frühen“ Subtypen ist die Linie gar so breit, dass sie an der langwelligen Flanke mit He I 5876 Å verschmilzt. Nur in den „späten“ Subtypen WC 8 und WC 9 reduziert sich die Breite und vor allem die Peakhöhe dieser Linie deutlich. Stattdessen ist nun die ansonsten moderate bis unscheinbare, nur durch ihr meist vorhandenes Flat-Top-Profil besonders auffallende C III-Linie bei 5696 Å stärker als die C IV-Linie. In diesen Fällen hat sie auch kein Flat-Top-Profil mehr.

Der C-He-Blend ist zwar prominent, für eine Klassifizierung aber nur bedingt geeignet, da nicht nur zwei Elemente, sondern beim Kohlenstoff auch zwei Ionisationsstufen zusammenfallen. Bei frühen Typen verschmelzen in der Regel alle drei Linien weitgehend, bei späten hingegen lassen sich C- und He-Anteil gut auseinander halten. Bei WN/WC-Sternen kann zusätzlich N III 4634 Å in den Blend einfließen, so dass ohne Modellrechnung nicht klar ist, ob Stickstoff oder Kohlenstoff den kurzwelligeren Peak dominiert.

Als ergänzende Klassifikationslinien kommen noch zwei weniger auffällige, aber umso hilfreiche Linien hinzu. C II 4267 Å ist nur bei kühleren Temperaturen vorhanden und dient damit zuweilen als Subtypen-Unterscheidungskriterium. Eine ähnliche Rolle hat O V 5590 Å, eigentlich ein Blend aus O III und O V zwischen 5572 und 5598 Å, für die Unterscheidung der Subtypen 5-7, wo es mit C III 5696 Å verglichen wird.

Schema von Crowther

Crowther et al. (1998) führten ein quantitatives Schema zur Klassifikation der Subtypen nach spektralen Kriterien ein. Ziel war es dabei, ein gemeinsames System sowohl für massereiche WR-Sterne als auch für Zentralsterne von planetarische Nebeln mit WR-artigen Spektren zu finden. Für die WC-Subtypen dient dabei das Verhältnis von C IV 5808 Å zu C III 5696 Å als primärer Indikator. Wie in Tabelle 1.1 zu sehen, wird dabei eine bi-jektive Zuordnung zwischen Subtyp und diesem Linienverhältnis vorgenommen, d.h. aus einem gegebenen Linienverhältnis ergibt sich direkt ein Subtyp und umgekehrt sollten alle Sterne eines bestimmten Subtyps ein Linienverhältnis im angegebenen Intervall haben.

Eine solche strenge Zuordnung erleichtert die automatisierte Einteilung von Beobachtungen, birgt aber die Gefahr die dafür verwendeten Linien unabhängig vom restlichen Charakter des Spektrums zu bewerten und damit sowohl Sterne mit sehr ähnlichen Spek-

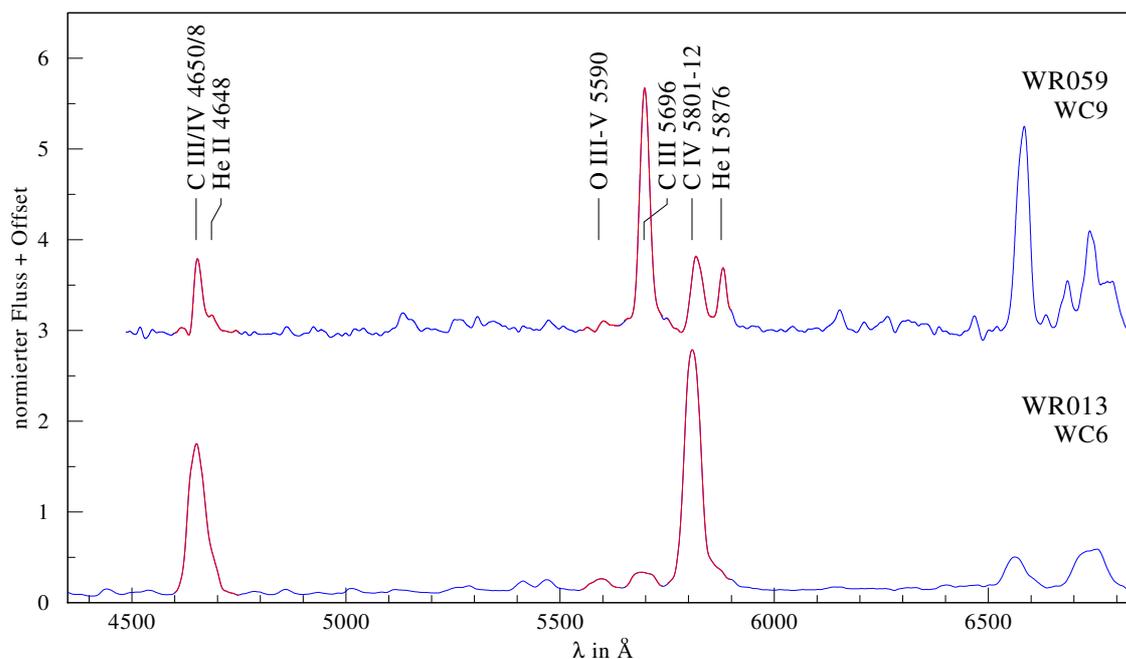


Abbildung 1.3 – Klassifikationslinien im einem WC-Spektrum an zwei Beispielen

Tabelle 1.1 – Klassifikationsschema von Crowther et al. (1998)

Subtyp	Primärkriterium	Zweitkriterium
	$\log W_\lambda(\text{C IV } 5808 \text{ \AA} / \text{C III } 5696 \text{ \AA})$	$\log W_\lambda(\text{C III } 5696 \text{ \AA} / \text{O v } 5590 \text{ \AA})$
WC 4	$\geq 1,5$	$\leq -0,4$
WC 5	1,1 bis 1,5	-0,4 bis 0,5
WC 6	0,6 bis 1,1	0,0 bis 0,7
WC 7	0,1 bis 1,6	$\geq 0,1$
		$\log W_\lambda(\text{C IV } 5808 \text{ \AA} / \text{C II } 4267 \text{ \AA})$
WC 8	-0,3 bis 0,1	$\geq 1,0$
WC 9	-0,7 bis -0,3	-0,2 bis 1,0

tren in verschiedene Klassen zu packen als auch Sterne mit sehr verschiedenen Spektren in dieselbe Klasse einzuordnen, weil sie vom betrachteten Linienverhältnis her zufällig den gleichen Wert aufweisen. Insbesondere ist bei einer solch „automatisierten“ Einordnung die Gefahr hoch, Einzelfälle zu übersehen, in denen mindestens eine der betrachteten Linien aus anderen Gründen (z.B. Variabilität, Doppelstern oder andere Materie entlang des Sehstrahls) geschwächt ist. In solchen Fällen würde der Stern einem anderen Subtyp zugeordnet als bei Berücksichtigung der Linienabschwächung.

Unscharfes Schema (van der Hucht)

Als Versuch, die verschiedenen Ansätze und Klassifikationsschemata zusammenzufassen, hat van der Hucht (2001) die in Tabelle 1.2 angegebenen Linienverhältnisbetrachtungen aufgestellt. Dieses Schema zieht keine scharfen Grenzen zwischen den Subtypen, sondern gibt eher grobe Einordnungshilfen. Damit ist es nicht streng quantifizierbar, nimmt aber

Rücksicht auf die z.B. sehr fließenden Übergänge, insbesondere zwischen den Subtypen WC 5 und WC 6, die hier nur über das sekundäre Kriterium differenziert werden.

Tabelle 1.2 – Klassifikationsschema von van der Hucht (2001)

WC Subtyp	Kohlenstoff-Emissionslinien	Weitere Kriterien
WC 4	C IV stark, C III schwach oder nicht vorhanden	O V moderat
WC 5	$C III \ll C IV$	$C III < O V$
WC 6	$C III \ll C IV$	$C III > O V$
WC 7	$C III < C IV$	$C III \gg O V$
WC 8	$C III > C IV$	C II fehlt, O V schwach oder fehlend
WC 9	$C III > C IV$	C II vorhanden, O V schwach oder fehlend

WO Subtyp	Sauerstoff-Emissionslinien	Weitere Kriterien
WO 1	$O VII \geq O V$, O VIII vorhanden	C III nicht vorhanden
WO 2	$O VII < O V$	$C IV < O VI$, C III nicht vorhanden
WO 3	O VII schwach oder nicht vorhanden	$C IV \simeq O VI$, C III nicht vorhanden
WO 4		$C IV \gg O VI$, C III nicht vorhanden

Sofern nicht ausdrücklich anders gekennzeichnet, wird in dieser Arbeit stets der WC-Subtyp nach van der Hucht (2001) angegeben, sowohl im Text als auch in allen Grafiken und Tabellen.

2 Strahlungstransport und Sternwinde

Die von außen beobachtbaren Schichten eines Sterns werden in Analogie zur Erdatmosphäre als *Sternatmosphäre* bezeichnet. Aus diesen Schichten entweicht die Strahlung, die vom Beobachter empfangen wird und damit – bis auf Effekte durch interstellare Absorption – das Spektrum des Sterns bestimmt. Die Sternatmosphäre unserer Sonne setzt sich – von innen nach außen gesehen – aus Photosphäre, Chromosphäre, Korona und Sonnenwind zusammen. Von anderen Sternen als der Sonne ist die Schichtung praktisch nur spektroskopisch zu bestimmen, denn mit heutiger Teleskoptechnik erscheinen die allermeisten Sterne nur als Punktquelle. Die Spektren verraten, daß ein Sternwind auch bei massereichen Sternen vorkommt, allerdings mit bis zu 10 Größenordnungen höheren Massenverlusten als der Sonnenwind. Dieser starke Massenverlust beeinflusst nicht nur den Lebensweg der Sterne drastisch, sondern erschwert auch die Analyse ihrer Spektren.

Die optischen und ultravioletten Spektren von sonnenähnlichen Sternen sind „photosphärisch“, d.h. sie zeigen ein Schwarzkörper-Kontinuum einer gewissen Effektivtemperatur überlagert mit Absorptionslinien, deren Profile näherungsweise symmetrisch sind. Das Kontinuum des Spektrums entsteht bei einer optischen Tiefe von $\tau = 2/3$, Absorptionslinien weiter außen. Je stärker die Einsenkung einer Linie ist, desto weiter außen ist sie entstanden. Man blickt somit bei unterschiedlich starken Linien in einem Spektrum auch jeweils unterschiedlich tief in den Stern hinein.

Prinzipielle Bedingung für ein thermodynamisches Gleichgewicht ist eigentlich ein abgeschlossenes System. Dies ist bei einem Stern, dessen Strahlung und Materie offen an den umgebenden Raum abgegeben werden kann, von vornherein nie erfüllt. Dennoch lässt sich in vielen Fällen das Konstrukt des „lokalen thermodynamischen Gleichgewichts“ (LTE) anwenden und somit die Saha-Boltzmann-Gleichung zur Berechnung der Besetzungszahlen nutzen. Kennt man diese, so lassen sich Opazität κ und Emissivität η berechnen, die „Materialparameter“ der Sternatmosphäre, nötig zur Berechnung des Strahlungstransports. Die Quellfunktion S ist im LTE-Fall die Planckfunktion B , die nur die Temperatur als Parameter hat:

$$B_\nu(\nu, T) := \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.1)$$

$$B(T) := \int_0^\infty B_\nu(\nu, T) d\nu = \frac{\sigma_{\text{SB}}}{\pi} T^4 \quad (2.2)$$

Bei Sternen mit expandierenden Sternatmosphären ist keine LTE-Näherung möglich, denn eine hinreichende Bedingung hierfür ist, daß die Teilchenstoßraten groß gegenüber den Strahlungsraten sind. Ist dies nicht der Fall und entspricht auch das Strahlungsfeld J_ν nicht der Planckfunktion B_ν , wie dies beispielsweise im Sternzentrum der Fall ist, so ist auch lokal kein thermodynamisches Gleichgewicht vorhanden, ein klassischer Temperaturbegriff existiert im strengen Sinne nur für die Teilchen. Die Besetzungszahlen müssen

nun durch direkte Bilanzierung aller Zu- und Abhänge der Energieniveaus („statistisches Gleichgewicht“) ermittelt werden. Die Details werden in Abschnitt 2.3 behandelt.

2.1 Koordinaten

Lässt sich im statischen Fall die Atmosphäre als planparallel beschreiben, da die Skalenhöhe klein gegenüber dem Krümmungsradius des Sterns ist, so ist bei einer expandierenden Sternatmosphäre diese Annahme unzulässig. Solange der Stern allerdings nicht zu stark rotiert, lässt sich zumindest sphärische Symmetrie nutzen. Die Beschreibung wird dann eindimensional in radialer Richtung, die Sternatmosphäre wird gewissermaßen in eine Serie von Kugelschalen zerlegt, auf denen sich jeweils die physikalische Situation nicht ändert. Alle Größen ändern sich nur in Abhängigkeit von der Entfernung zum Sternzentrum r .

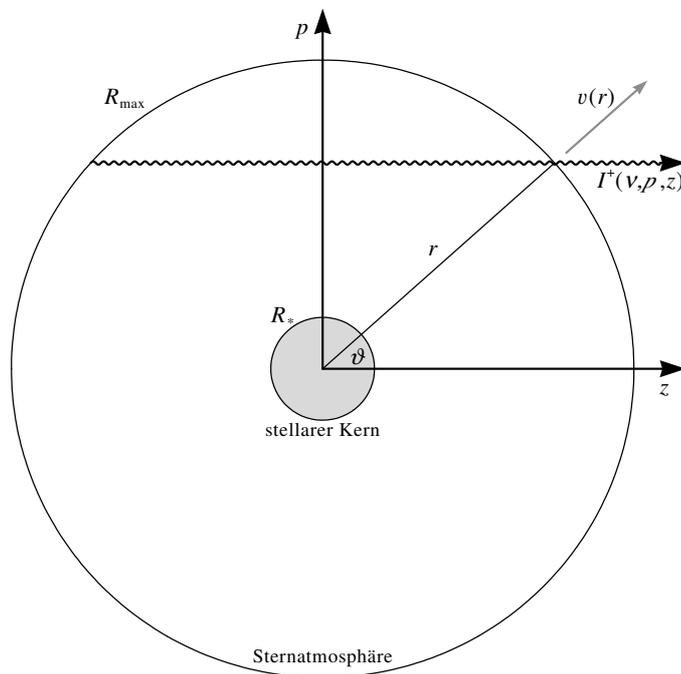


Abbildung 2.1 – Koordinatensystem für einen Beobachter in z -Richtung

Für einen weit entfernten Beobachter ist r allerdings keine geeignete Größe, denn er blickt von einer ausgewählten Richtung auf den Stern und hat aus seiner Sicht nur eine Zylindersymmetrie, denn auch wenn für ein bestimmtes r im Stern die gleichen Bedingungen herrschen, so wirken sie sich unterschiedlich auf die Beobachtung aus, abhängig davon, welchen Weg ein Strahl von dort aus zum Beobachter nimmt. Entsprechend ist es ratsam für den Beobachter, ein Zylinderkoordinatensystem einzuführen, wie in Abbildung 2.1 dargestellt. Dabei liegt die z -Richtung entlang der Sichtlinie des Beobachters, die Koordinate senkrecht dazu wird durch den sogenannten *Impact-Parameter* p beschrieben. Die Situation ist aus Beobachtersicht also nur noch für ein Set von konzentrischen Kreisen in p -Richtung bei einem bestimmten Wert von z symmetrisch, die emergente Intensität I^+ (Def. folgt in Abschnitt 2.2) hängt nun von der Frequenz ν sowie von p und z ab,

womit sich der jeweils aktuelle Radiuswert r über Pythagoras ergibt:

$$r = \sqrt{p^2 + z^2} \quad (2.3)$$

Bei einem radial vom Sternzentrum aus expandierenden Wind ist im Beobachtungssystem die Opazität κ des Windmaterials nicht isotrop. Um dennoch mit einer winkelmittelten Intensität J_ν arbeiten zu können, transformiert man die Frequenzen ν in ein mitbewegtes System, engl. *co-moving frame*, abgekürzt cmf. Da die Windgeschwindigkeiten selbst bei starken Sternwinden klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit ($v \approx \frac{1}{100}c$) sind, lässt sich die übliche, genäherte Dopplerformel anwenden:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v_z}{c} \quad (2.4)$$

Dabei ist v_z der Geschwindigkeitsanteil in Strahlrichtung, also

$$v_z = v(r) \cdot \cos \vartheta \quad (2.5)$$

Mit der Definition

$$\mu := \cos \vartheta = \frac{z}{r} \quad (2.6)$$

und $\Delta\nu = \nu_{\text{cmf}} - \nu$ ergibt sich daraus nach trivialer Umformung die Bestimmungsgleichung für die Frequenz im mitbewegten Koordinaten ν_{cmf} , die nun allerdings ortsabhängig ist:

$$\nu_{\text{cmf}} = \nu \left(1 + \frac{\mu v(r)}{c} \right) \quad (2.7)$$

Für die weiteren Berechnungen bietet sich eine dimensionslose Frequenz x an. Sie wird in Einheiten einer Dopplergeschwindigkeit v_D differentiell definiert:

$$dx := \frac{c}{v_D} \frac{d\nu_{\text{cmf}}}{\nu_{\text{cmf}}} \quad (2.8)$$

Durch Integration erhält man für den absoluten Wert von x die Gleichung

$$x = \frac{c}{v_D} \ln \left(\frac{\nu_{\text{cmf}}}{\nu_0} \right) \quad (2.9)$$

mit Referenzfrequenz ν_0 . Nimmt man nun die beobachtete Frequenz ν als Referenzfrequenz, lässt sich mittels (2.7) ein Zusammenhang zwischen x und dem Geschwindigkeitsfeld $v(r)$ herleiten. Dabei nutzen wir $\frac{\nu_{\text{cmf}}}{\nu} \approx 1$ und die Taylorentwicklung des natürlichen Logarithmus bis zum linearen Glied um 1: $\ln x \approx x - 1$

$$x = \frac{c}{v_D} \left(\frac{\nu_{\text{cmf}}}{\nu} - 1 \right) \quad (2.10)$$

$$x = \mu \frac{v(r)}{v_D} \equiv \mu V(r) \quad (2.11)$$

Dabei wurde $V(r) := \frac{v(r)}{v_D}$ als dimensionsloser Geschwindigkeitsverlauf in Einheiten der Dopplergeschwindigkeit definiert. Diese Transformationen werden es ermöglichen, den im Folgenden vorgestellten Strahlungstransport einfacher in mitbewegten Koordinaten zu schreiben.

2.2 Strahlungstransport

Ein Strahlungsfeld wird vollständig beschrieben durch seine spezifische Intensität I_ν , i.e. der Differentialquotient der Energie dE , die pro Zeit dt und Frequenz $d\nu$ aus einem Raumwinkel $d\omega$ durch eine Fläche dA hindurchgeht:

$$I_\nu := \frac{d^4 E}{d\nu dt d\omega dA} \quad (2.12)$$

Der Index ν stellt dabei klar, daß die Intensität sich auf ein Frequenzintervall bezieht. Zuweilen wird auch die Intensität I_λ pro Wellenlängenintervall definiert, diese unterscheidet sich in Absolutwert und Einheit. Da sich für elektromagnetische Strahlung Frequenz und Wellenlänge mittels $\lambda\nu = c$ umrechnen lassen, gilt für die Umrechnung der Intensitäten:

$$I_\lambda = \left| \frac{d\nu}{d\lambda} \right| I_\nu = \frac{c}{\lambda^2} I_\nu \quad (2.13)$$

2.2.1 Transportgleichung

Die Änderung der spezifischen Intensität entlang einer Wegstrecke s wird durch die Strahlungstransportgleichung beschrieben, welche die Zu- und Abgänge durch das durchquerte Material bilanziert. Diese Differentialgleichung schreibt sich in einem ruhenden Bezugssystem in der Form

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \eta_\nu - \kappa_\nu I_\nu. \quad (2.14)$$

Dabei beschreibt κ_ν die Opazität des vom Strahlungsfeld durchlaufenen Materials, η_ν die Emissivität. Mit Definition der Quellfunktion

$$S_\nu := \frac{\eta_\nu}{\kappa_\nu} \quad (2.15)$$

lässt sich die Transportgleichung für $\kappa_\nu \neq 0$ umschreiben zu

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \kappa_\nu (S_\nu - I_\nu). \quad (2.16)$$

Nutzt man die *optische Tiefe* $d\tau_\nu = \kappa_\nu ds$, schreibt sich die Gleichung

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = S_\nu - I_\nu. \quad (2.17)$$

Diese lässt sich bei gegebener Quellfunktion formal im Sinne einer gewöhnlichen, inhomogenen Differentialgleichung erster Ordnung als Lösung der zugehörigen homogenen DGL plus einer speziellen Lösung mittels Variation der Konstanten lösen. Mit bekanntem Randwert $I_\nu(s_0)$ ergibt sich:

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0)e^{-\tau_\nu(s_0,s)} + \int_{\tau_\nu(s_0,s)}^0 S_\nu e^{-\tau'_\nu} d\tau'_\nu \quad (2.18)$$

Dabei berechnet sich die optische Tiefe über das Integral

$$\tau_\nu(s_0, s) = \int_{s_0}^s \kappa_\nu ds'. \quad (2.19)$$

Entsprechend der in Abschnitt 2.1 vorgestellten Koordinaten sei nun $s = z$. Es gilt nun die Transportgleichung (2.16) im mitbewegten System auszudrücken. I_ν ist im mitbewegten System abhängig von r , z und der dimensionslosen Frequenz x , die wiederum ortsabhängig ist und daher berücksichtigt werden muß. Für die linke Seite der Transportgleichung gilt damit

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \frac{\partial I_\nu}{\partial r} \frac{dr}{dz} + \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} \frac{d\mu}{dz} + \frac{\partial I_\nu}{\partial x} \frac{dx}{dz}. \quad (2.20)$$

Mit (2.3) und (2.6) erhält man die entsprechenden Ableitungen:

$$\frac{dr}{dz} = \mu \quad (2.21)$$

$$\frac{d\mu}{dz} = \frac{r - z\mu}{r^2} = \frac{1 - \mu^2}{r} \quad (2.22)$$

$$\frac{dx}{dz} = \frac{\partial x}{\partial r} \frac{dr}{dz} + \frac{\partial x}{\partial \mu} \frac{d\mu}{dz} = \frac{\partial x}{\partial r} \mu + \frac{\partial x}{\partial \mu} \frac{1 - \mu^2}{r} \quad (2.23)$$

Aus Gleichung (2.11) folgen zudem die Ableitungen

$$\frac{\partial x}{\partial r} = \mu \frac{dV}{dr}, \quad \frac{\partial x}{\partial \mu} = V, \quad (2.24)$$

womit sich vollständige Transportgleichung in sphärischer Symmetrie und mitbewegten Koordinaten zusammensetzen lässt zu:

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} + \left(\frac{1 - \mu^2}{r} V + \mu^2 \frac{dV}{dr} \right) = \kappa_\nu (S_\nu - I_\nu). \quad (2.25)$$

2.2.2 Fluss und Momente

Für den Vergleich mit Beobachtungsdaten ist nicht die Intensität, sondern der (astrophysikalische) Fluss wichtig, der sich aus der Integration über die gesamte Sternfläche ergibt. In eindimensionaler Geometrie, z.B. bei planparalleler oder sphärischer Symmetrie, ergibt sich der Fluss mit der Definition $\mu = \cos \vartheta$ durch einfache, winkelgewichtete Integration:

$$F_\nu := 2 \int_{-1}^1 I_\nu \mu d\mu \quad (2.26)$$

Diese im weiteren nur als Fluss bezeichnete Größe wird auch als *astrophysikalischer Fluss* bezeichnet, um sich vom physikalischen Fluss \mathcal{F}_ν abzugrenzen, der sich um einen Faktor π unterscheidet, der eigentlich bei vollständiger Raumwinkelintegration anfallen würde. Daneben gibt es noch den sogenannten *Eddington-Fluss* H , der sich um einen weiteren Faktor 4 unterscheidet.

$$\mathcal{F}_\nu = \pi F_\nu = 4\pi H_\nu \quad (2.27)$$

Der Grund für die Konvention von H liegt in der Definition der Momente, denn H ist zugleich das 1. Moment des Strahlungsfeldes. Diese winkelgemittelten Größen werden eindimensional wie folgt definiert:

$$[J_\nu, H_\nu, K_\nu, N_\nu] := \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu [1, \mu, \mu^2, \mu^3] d\mu \quad (2.28)$$

Die Numerierung der Momente erfolgt nach der Potenz des Gewichtungsfaktors μ . Als 0. Moment wird entsprechend die ungewichtete, winkelgemittelte Intensität J_ν bezeichnet, die bis auf Konstanten der Energiedichte $\mathcal{E}_\nu = \frac{4\pi}{c} J_\nu$ entspricht. Zuweilen wird J_ν auch direkt als Strahlungsfeld bezeichnet, um die Begrifflichkeiten nicht unnötig aufzufächern. Die Quotienten aus zweitem und nulltem sowie dritten und erstem Moment

$$f := \frac{K}{J}, \quad g := \frac{N}{H} \quad (2.29)$$

werden *Eddingtonfaktoren* genannt. Im Gegensatz zu Intensität oder Fluss variieren sie nur schwach und nehmen im Grenzfall eines isotropen Strahlungsfeldes die konstanten Werte $f = \frac{1}{3}$ und $g = \frac{1}{2}$ an.

Auch die Transportgleichung selbst kann analog zur Definition der Momente des Strahlungsfeldes integriert werden. Man spricht dann auch von den Momenten der Transportgleichung. Nach Integration mit dem Operator $\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \dots \mu d\mu$ und Anwendung der Definitionen (2.28), lautet das 0. Moment der Transportgleichung (2.25)

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 H_\nu)}{\partial r} + \left(\frac{V}{r} - \frac{dV}{dr} \right) \frac{\partial (r^2 K)}{\partial x} - \frac{V}{r} \frac{\partial (r^2 J)}{\partial x} = \kappa_\nu r^2 (S_\nu - J_\nu) \quad (2.30)$$

Eine entsprechende Rechnung ergibt für die erste Momentengleichung

$$r^2 \frac{\partial (r^2 K_\nu)}{\partial r} + (3K_\nu - J_\nu) r + \left(\frac{V}{r} - \frac{dV}{dr} \right) \frac{\partial (r^2 N_\nu)}{\partial x} - \frac{V}{r} \frac{\partial (r^2 H)}{\partial x} = -\kappa_\nu r^2 H_\nu \quad (2.31)$$

Die höheren Momente K_ν und N_ν in Gleichung (2.31) lassen sich noch ersetzen, sofern die Eddingtonfaktoren (2.29) bekannt sind:

$$r^2 \frac{\partial (r^2 f J_\nu)}{\partial r} + (3f - 1) J_\nu r + \left(\frac{V}{r} - \frac{dV}{dr} \right) \frac{\partial (r^2 g H_\nu)}{\partial x} - \frac{V}{r} \frac{\partial (r^2 H)}{\partial x} = -\kappa_\nu r^2 H_\nu \quad (2.32)$$

2.2.3 Lösung der Gleichungen

Die Lösung der Gleichungen für den Strahlungstransport in mitbewegten Koordinaten ist nur numerisch möglich. Dies erfolgt in drei Schritten:

1. Berechnung von $I_\nu(r, p)$ mittels formaler Lösung in diskreten Frequenzschritten (Ray-by-Ray Solution)

2. Berechnung der Eddingtonfaktoren f und g nach Transformation auf $I_\nu(r, \mu)$
3. Berechnung von J_ν und H_ν via Lösung der Momentengleichungen

Die Berechnung des Strahlungsfeldes kann nicht ausschließlich mit Hilfe der Ray-by-Ray-Gleichung erfolgen, da die Quellfunktion den (zunächst unbekannt) Elektronenstreuanteil $\kappa_{\text{Th}} J_\nu$ enthält. Dieser lässt sich hingegen in den Momentengleichungen bei gegebenen Eddingtonfaktoren eliminieren. Separiert man den Thomsonanteil in Emissivität und Opazität in der Form

$$\kappa_\nu = \kappa_\nu^{\text{true}} + \kappa_{\text{Th}} \quad (2.33)$$

$$\eta_\nu = \eta_\nu^{\text{true}} + \kappa_{\text{Th}} J_\nu, \quad (2.34)$$

so kürzt sich der Thomsonterm auf der rechten Seite der Momentengleichung (2.30) heraus:

$$\kappa_\nu (S_\nu - J_\nu) = \eta_\nu - \kappa_\nu J_\nu = \eta_\nu^{\text{true}} + \kappa_{\text{Th}} J_\nu - (\kappa_\nu^{\text{true}} + \kappa_{\text{Th}}) J_\nu = \eta_\nu^{\text{true}} - \kappa_\nu^{\text{true}} J_\nu \quad (2.35)$$

Entsprechend lassen sich die weiteren Schritte wie zuvor beschrieben ohne Thomsonanteil durchführen. Für die Ray-by-Ray-Berechnung wird der Wert aus der jeweils vorherigen Iteration benutzt. Damit ist nur noch für die erstmalige Berechnung eine Startnäherung nötig. Da sich die Eddingtonfaktoren nur langsam verändern, kann die Ray-by-Ray-Rechnung für einige Iterationen übersprungen werden, die nötigen Größen liefern dann die Momentengleichungen.

Prinzipiell ist es somit nun möglich J_ν aus einer bekannten Quellfunktion S_ν zu berechnen, symbolisch geschrieben als linearer Operator* Λ :

$$J_\nu = \Lambda S_\nu \quad (2.36)$$

Die Quellfunktion im non-LTE wird durch η_ν und κ_ν bestimmt. Beide Größen wiederum hängen allerdings von den lokalen Besetzungszahlen n_i der Atome in der Sternatmosphäre ab.

2.3 Statistisches Gleichgewicht

Wie einleitend erwähnt, werden die Besetzungszahlen im non-LTE durch die Gleichungen des statistischen Gleichgewichts bestimmt. Diese bilanzieren - unter der Annahme stationärer Anregung - alle Zu- und Abgänge in einem Multi-Level-Atom. Habe ein Atom N Energieniveaus und sei n_i die Besetzungszahl des Niveaus $i \in \{1, \dots, N\}$ bezogen auf ein Atom des betrachteten Elements, so ergibt sich die Bilanzgleichung:

$$\forall j = 1..N : \quad \sum_{i \neq j}^N n_i P_{ij} = \sum_{i \neq j}^N n_j P_{ji} \quad (2.37)$$

*Die Schreibweise wird nur symbolisch benutzt, da es sich nur in der Näherung festgehaltener Opazität κ um ein lineares System von Differentialgleichungen handelt.

2 Strahlungstransport und Sternwinde

Dabei ist P_{ij} die Übergangswahrscheinlichkeit von Niveau i nach Niveau j pro Zeiteinheit in diesem Atom, auch kurz *Ratenkoeffizient* genannt. Das Produkt $n_i P_{ij}$ beschreibt dann die Anzahl der Übergänge von Niveau i nach Niveau j pro Zeiteinheit. Auf der linken Seite der Gleichung (2.37) stehen somit die Zugänge in das Niveau j von allen anderen Niveaus, rechts wiederum stehen die Abgänge von Niveau j in alle anderen Niveaus. Da n_j nicht vom Laufindex der Summe abhängt, lässt es sich vor diese ziehen. Zusätzlich auf die linke Seite gebracht, ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\sum_{i \neq j}^N n_i P_{ij} - n_j \sum_{i \neq j}^N P_{ji} = 0 \quad (2.38)$$

Um den Ausdruck weiter zu komprimieren, definiert man geschickt

$$P_{jj} := - \sum_{i \neq j}^N P_{ji}. \quad (2.39)$$

Da j nun aber genau der in der Zugangssumme nicht von i durchlaufene Index ist, wird aus (2.38) nun:

$$\sum_{i \neq j}^N n_i P_{ij} + n_j P_{jj} = 0 \quad (2.40)$$

$$\Rightarrow \sum_{i=1}^N n_i P_{ij} = 0 \quad (2.41)$$

Die letzte Gleichung lässt sich auch mit linearer Algebra kurz ausdrücken als

$$\vec{n} \cdot \mathbf{P} = \vec{0} \quad (2.42)$$

\vec{n} ist ein (Zeilen-)Vektor, der die Besetzungszahlen n_i als Einträge hat. \mathbf{P} ist die Ratenmatrix, die alle Koeffizienten P_{ij} , inkl. der Definition aus Gleichung (2.39), enthält. Dieses homogene, lineare Gleichungssystem ist allerdings redundant, denn bereits durch $N - 1$ Gleichungen sind alle Besetzungszahlen im Atom festgelegt, die letzte Gleichung ist automatisch erfüllt. In der Sprache der linearen Algebra ausgedrückt: Die Matrix \mathbf{P} ist singulär, ihr Rang ist kleiner als N , sie ist damit nicht invertierbar.

Daher wird nun eine beliebige Gleichung aus dem System gestrichen und stattdessen eine andere hinzugefügt, die bisher unberücksichtigt geblieben ist: Die Gleichung für die *Teilchenzahlerhaltung*

$$\sum_{i=1}^N n_i = 1 \quad (2.43)$$

stellt sicher, daß die Gesamtzahl der Teilchen in allen Besetzungszuständen stets gleich bleibt. Sie ist nicht nur für das Gesamtsystem, sondern sogar für jedes berücksichtigte Element einzeln erfüllt. Die zusätzliche Gleichung lässt sich auf der linken Seite in \mathbf{P} als Spalte mit dem Wert 1 einfügen, ist jedoch inhomogen, so daß aus dem Nullvektor in (2.42) nun ein (Zeilen-)Vektor mit $N - 1$ Nulleinträgen und einem Eintrag 1 wird. Ohne

Beschränkung der Allgemeinheit sei dies der letzte Eintrag, die zugehörige Spalte in \mathbf{P} wäre damit auch die letzte. Mit $P_{iN} = 1$ gilt somit

$$\vec{n} \cdot \mathbf{P} = [0, \dots, 0, 1] \quad (2.44)$$

Formal lassen sich die Besetzungszahlen nun mittels Inversion der nun regulären Matrix \mathbf{P} berechnen:

$$\vec{n} = [0, \dots, 0, 1] \cdot \mathbf{P}^{-1} \quad (2.45)$$

Oder anders ausgedrückt: Die Besetzungszahlen n_i ergeben sich aus der letzten Zeile der Inversen von \mathbf{P} :

$$n_i = (\mathbf{P}^{-1})_{Ni} \quad (2.46)$$

Formal ist damit eine Bestimmungsmethode für die Besetzungszahlen gefunden, wobei in der praktischen Umsetzung sich das Gleichungssystem noch um die Ladungserhaltung erweitert, was aber die Methodik nicht ändert. Die Verkettung mit dem Strahlungsfeld ergibt sich nun über die Koeffizienten P_{ij} . Diese setzen sich aus zwei Anteilen zusammen, denen für Stoß-Übergänge (gebunden-gebunden, gebunden-frei und frei-frei) C_{ij} , und denen für Strahlungsübergänge R_{ij} , womit Linienabsorption und -emission sowie Photoionisation und Rekombination gemeint sind.

$$P_{ij} = R_{ij} + C_{ij} \quad (2.47)$$

Im non-LTE-Fall ist nun R_{ij} nicht vernachlässigbar und hängt vom (winkelgemittelten) Strahlungsfeld J ab. Im Falle von Linienübergängen ergeben sich dabei Integrale der Form

$$R_{ij} = B_{ij} \int_0^{\infty} J_{\nu} \varphi(\nu) d\nu \quad (2.48)$$

mit Einstein-Koeffizient B_{ij} und Linienprofilfunktion $\varphi(\nu)$. Es entsteht also eine Kopplung der Gleichungen für Strahlungstransport und Besetzungszahlen, symbolisch geschrieben als

$$\vec{n} = \vec{n}(J_{\nu}). \quad (2.49)$$

Die Berechnung der neuen Besetzungszahlen erfolgt dabei auf Basis der formalen Lösung für das Strahlungsfeld J_{ν}^{FS} , also

$$\vec{n}^{\text{new}} = \vec{n}(J_{\nu}^{\text{FS}}). \quad (2.50)$$

J_{ν}^{FS} wird dabei mit dem auch als Lambda-Iteration bezeichneten und durch (2.36) symbolisierten Verfahren bestimmt:

$$J_{\nu}^{\text{FS}} = \Lambda_{\nu} S_{\nu}(\vec{n}^{\text{old}}) \quad (2.51)$$

Um die Berechnung zu beschleunigen, führt man einen leichter zu invertierenden *approximierten Lambda-Operator* Λ^* ein und ergänzt ihn in Gleichung (2.36) als nahrhafte Null:

$$J_\nu = (\Lambda - \Lambda^*) S_\nu + \Lambda^* S_\nu \quad (2.52)$$

Für die Iteration nutzt man die Gleichung umgestellt in der Form

$$J_\nu^{\text{app}} - \Lambda^* S_\nu(\vec{n}^{\text{new}}) = (\Lambda - \Lambda^*) S_\nu(\vec{n}^{\text{old}}), \quad (2.53)$$

so dass zur Bestimmung von $S_\nu^{\text{new}} \equiv S_\nu(\vec{n}^{\text{new}})$ lediglich Λ^* invertiert werden muss. J_ν^{app} bezeichnet dabei das auf diese Weise approximierten Strahlungsfeld. Auf der rechten Seite der Gleichung findet sich außerdem die formale Lösung (2.51) wieder. Eingesetzt und umgestellt ergibt sich

$$J_\nu^{\text{app}} = J_\nu^{\text{FS}} + \Lambda^* \left(S_\nu(\vec{n}^{\text{new}}) - S_\nu(\vec{n}^{\text{old}}) \right). \quad (2.54)$$

\vec{n}^{new} hängt damit nun auch vom approximierten Strahlungsfeld J_ν^{app} ab, welches aber nicht explizit bekannt ist, sondern wiederum die auf den neuen Besetzungszahlen basierende Quellfunktion $S_\nu(\vec{n}^{\text{new}})$ enthält. Das Gleichungssystem (2.44) ist damit nicht mehr linear in \vec{n}^{new} und schreibt sich nun als

$$\vec{n}^{\text{new}} \cdot \mathbf{P} \left(\vec{n}^{\text{new}}, \vec{n}^{\text{old}}, J_\nu^{\text{FS}} \right) = \vec{b} \quad (2.55)$$

mit \vec{b} als Bezeichner für den Vektor auf der rechten Seite von (2.44). Bei gegebenem Satz von Besetzungszahlen \vec{n}^{old} und gegebener formaler Lösung J_ν^{FS} lässt sich das nichtlineare System nun lösen, wobei numerisch noch einige Hürden überwunden werden müssen. Dazu werden unter anderem die *Net Radiative Brackets* benutzt. Diese fassen die Übergangsraten zu Paaren

$$n_u \left(R_{ul} - \frac{n_l}{n_u} R_{lu} \right) \quad (2.56)$$

zusammen, wobei der Ausdruck in Klammern zu einem Ausdruck abhängig von J/S umformuliert werden kann. Man erhält dann den Ausdruck

$$R_{ul} = A_{ul} \left(1 - \frac{J_L}{S_L} \right), \quad (2.57)$$

wobei A_{ul} den Einsteinkoeffizienten sowie J_L und S_L das Strahlungsfeld bzw. die Quellfunktion in der Linie bezeichnen. Für den anderen Term setzt man nun $R_{lu} = 0$, die Nettorate bleibt somit identisch. Diese Methode ist für optische dicke Linien hilfreich, wo statt zweier großer Zahlenwerte nun nur die Differenz dieser berücksichtigt werden muss. Der Preis für die numerische Stabilität ist eine weitere Abhängigkeit der Ratenkoeffizienten von den Besetzungszahlen, denn S_L hängt wiederum von den Besetzungszahlen \vec{n} ab. Selbst bei Verzicht auf die ALI-Methode werden damit die Gleichungen nichtlinear.

2.4 Radiatives Gleichgewicht

Für die Berechnung der Temperaturschichtung in der Sternatmosphäre (s. Abschnitt 3.4.4) ist es üblich, ein radiatives Gleichgewicht anzunehmen. Von einem radiativen Gleichgewicht spricht man, wenn pro Volumenelement sich die Strahlungsenergie durch Absorption und Emission ausgleicht, also die durch Strahlung Energie aufgenommene

Energie vollständig wieder abgegeben wird, ohne dass es netto zu Temperaturänderungen in der Materie des Volumenelementes kommt. Advektion, also durch Strömungen transportierte Energie, die dann möglicherweise als Wärme freigesetzt werden könnte, wird dabei vernachlässigt. Die durch Strahlung emittierte Energie pro Volumen, Zeiteinheit und Frequenz wird durch $\frac{4\pi}{c}\eta_\nu$ beschrieben, die absorbierte Energie auf derselben Skala durch $\frac{4\pi}{c}\kappa_\nu J_\nu$. Im radiativen Gleichgewichtsfall gleichen sich die beiden Größen über alle Frequenzen integriert aus, also

$$\int_0^\infty (\eta_\nu - \kappa_\nu J_\nu) d\nu = 0. \quad (2.58)$$

Der Vorfaktor $\frac{4\pi}{c}$ wurde dabei in Gleichung (2.58) bereits herausgekürzt. Im statischen Fall folgt aus der Forderung nach einem radiativen Gleichgewicht die radiale Erhaltung der Leuchtkraft. Wegen

$$L = 4\pi r^2 \mathcal{F} \quad (2.59)$$

spricht man auch von Flusskonstanz. \mathcal{F} ist dabei der über alle Frequenzen integrierte Fluss.

$$\mathcal{F} = \int_0^\infty \mathcal{F}_\nu d\nu \quad (2.60)$$

Über die 0. Momentengleichung lässt sich nun die Erhaltung von L zeigen. In ruhenden Koordinaten fallen die V -Terme in (2.30) weg und die Gleichung vereinfacht sich mit Rückeinsetzen der Definition der Quellfunktion (2.15) zu

$$\frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial r} = r^2 (\eta_\nu - \kappa_\nu J_\nu) \quad (2.61)$$

Integriert man diese nun über alle Frequenzen, verschwindet die rechte Seite bei radiativem Gleichgewicht:

$$\int_0^\infty \frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial r} d\nu = r^2 \int_0^\infty (\eta_\nu - \kappa_\nu J_\nu) d\nu = 0 \quad (2.62)$$

Andererseits leitet man nun (2.59) nach r ab, setzt (2.60) und nutzt entsprechend (2.27) die Identität $\mathcal{F}_\nu = 4\pi H_\nu$:

$$\frac{\partial L}{\partial r} = 4\pi \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \mathcal{F}) \quad (2.63)$$

$$\frac{\partial L}{\partial r} = 4\pi \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \int_0^\infty \mathcal{F}_\nu d\nu \right) \quad (2.64)$$

$$\frac{\partial L}{\partial r} = 4\pi \int_0^\infty \frac{\partial (r^2 \mathcal{F}_\nu)}{\partial r} d\nu \quad (2.65)$$

$$\frac{\partial L}{\partial r} = 16\pi^2 \int_0^\infty \frac{\partial (r^2 H_\nu)}{\partial r} d\nu \quad (2.66)$$

Nach (2.62) verschwindet nun aber das Integral und somit folgt

$$\frac{\partial L}{\partial r} = 0 \quad \Rightarrow \quad L(r) = \text{const.} \quad (2.67)$$

Im mitbewegten Fall und relativistischer Rechnung ist diese Gleichung allerdings nicht mehr gültig. Die Forderung nach einem radiativen Gleichgewicht führt in diesem Fall - Rechnung s. Gräfener (1999) - auf

$$\frac{\partial L}{\partial r} = -4\pi r^2 v \rho a_{\text{rad}}. \quad (2.68)$$

Die Änderung der Leuchtkraft entspricht nun der durch den Strahlungsdruck geleisteten Arbeit. Kennt man nun Dichte ρ und Geschwindigkeit v , so lässt sich hierüber sogar die radiative Beschleunigung direkt berechnen.

3 Modellierung von WR-Sternatmosphären

Modellspektren, auch synthetische Spektren genannt, sind Spektren, die nicht auf Beobachtungsdaten, sondern nur einem Computeralgorithmus beruhen. In den für die Berechnung nötigen Programmcode muß dabei natürlich die gesamte notwendige Physik (s. Kapitel 2) einfließen, die dem entsprechend modellierten Stern(typ) zugrunde liegt. Im Gegensatz zur rein empirisch analysierenden Fitmethode, die die vorhandenen Beobachtungsdaten als Parameter in den Fitprozess einbezieht, geschieht die Berechnung der Modellspektren zunächst ohne jeden Einfluss von solchen Daten. Gelingt es damit Spektren zu produzieren, die in zufriedenstellendem Maße den Beobachtungen entsprechen, kann die den Modellen zugrunde liegende Physik zumindest als eine mögliche Beschreibung bzw. ausreichende Näherung dessen verstanden werden, was in dem beobachteten Objekt vor sich geht.

Die in dieser Arbeit verwendeten Modellspektren wurden sämtlich mit dem *PoWR*-Code (Potsdam Wolf-Rayet Modelle) erstellt. Dieser Programmcode modelliert die für das Spektrum entscheidende Sternatmosphäre unter den Annahmen eines sphärisch symmetrischen Sterns mit homogenem und stationären Wind, der weit entfernt vom Stern eine maximale Endgeschwindigkeit v_∞ erreicht. Das Geschwindigkeitsfeld wird dabei vorgegeben und bestimmt über die Kontinuitätsgleichung

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r)} \tag{3.1}$$

auch die Dichteschichtung. Das Innere des Sterns wird als schwarzer Körper behandelt, der ein Spektrum entsprechend der Planckfunktion mit T_* emittiert. Der *PoWR*-Code berechnet nun numerisch den Strahlungstransport durch die expandierende Sternatmosphäre und die Besetzungszahlen der verschiedenen Elementatome, mit denen die Strahlung wechselwirkt. Diese Probleme sind - wie zuvor dargestellt - gekoppelt, so dass eine numerisch aufwendigere, iterative Lösung von Strahlungstransport und Besetzungszahlen nötig ist.

3.1 Geschwindigkeitsfeld

Bereits in Gleichung (3.1) taucht v_∞ auf, die Windgeschwindigkeit im Unendlichen. Wie diese Geschwindigkeit erreicht wird und wie sich die Geschwindigkeit v des Sternwinds in Abhängigkeit von der Entfernung r verhält, ließe sich prinzipiell aus einer Lösung des kompletten Gleichungssystems aus (2.44), (2.36) und der Eulergleichung

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = g_{\text{tot}} \tag{3.2}$$

ermitteln, wobei $g_{\text{tot}} = g_{\text{grav}} + a_{\text{rad}}$ die Gesamtbeschleunigung aus gravitativer und radiativer Beschleunigung ist. Eine selbstkonsistente, hydrodynamische Lösung bedeutet

jedoch einen erheblichen Rechenaufwand, der erst seit einigen Jahren überhaupt in vertretbaren Zeiten machbar ist. Daher wird auch heute noch in den meisten Fällen auf die hydrodynamische Berechnung verzichtet und ein Geschwindigkeitsfeld fest vorgegeben, meist - auch in diesem Fall - ein sogenanntes *Beta-Law*

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta, \quad (3.3)$$

benannt nach seinem Parameter β . Dieser bestimmt maßgeblich wie sich $v(r)$ dem Endwert v_∞ annähert. Erste hydrodynamisch selbstkonsistente Berechnungen für den WC-Stern WR 111 (Gräfener & Hamann 2005) zeigen für diesen Stern allerdings ein Geschwindigkeitsfeld, das nur unzureichend von einem Beta-Law approximiert werden kann. Soll dennoch ein vordefiniertes Geschwindigkeitsfeld benutzt werden, lässt sich der für WR 111 hydrodynamisch berechnete Verlauf besser mit einem *2-Beta-Law* approximieren, in der ein zweiter β -Term mit einer Gewichtung q eingeht:

$$v(r) = v_\infty \left[(1 - q) \cdot \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^{\beta_1} + q \cdot \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^{\beta_2} \right] \quad (3.4)$$

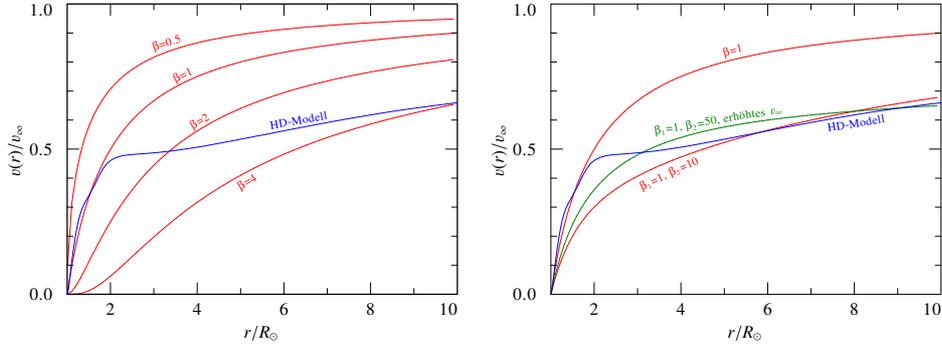


Abbildung 3.1 – Geschwindigkeitsverläufe mit Beta- und 2-Beta-Gesetzen

Die in dieser Arbeit verwendeten Modellgitter sind mit einem klassischen Beta-Law berechnet, die Werte werden im Abschnitt 4.3.1 diskutiert. Im Bereich unterhalb des Schallpunkts wird das Beta-Law nicht angewendet, sondern eine hydrostatische Schichtung unterstellt, so dass dort

$$v(r) = v_0 e^{\frac{r-R_*}{H}} \quad (3.5)$$

gilt. (Hamann & Schmutz 1987) Dabei setzt sich die Skalenhöhe $H := \frac{kT_*}{\bar{m}g_{\text{eff}}}$ aus Stern-temperatur T_* , mittlerer Teilchenmasse \bar{m} und effektiver Gravitationsbeschleunigung g_{eff} zusammen. Die Minimalgeschwindigkeit v_0 wird so gewählt, daß eine genügend hohe optische Tiefe ($\tau_{\text{Rosseland}} > 10$) erreicht wird. Der Übergang zwischen beiden Geschwindigkeitsverläufen soll stetig differenzierbar sein, was entsprechende Bedingungen für die Parameter zur Folge hat. Der Übergangspunkt r_C ist meist in der Nähe, jedoch nicht identisch mit dem Schallpunkt r_S .

Ein monotonen Geschwindigkeitsfeld, wie es durch alle hier erwähnten Formeln sichergestellt wird, ist wichtig für den numerischen Strahlungstransport, da andernfalls die

gekoppelten Differentialgleichungen (2.30) und (2.32) nicht mehr von hyperbolischem, sondern von elliptischem Typ wären, so dass man es nicht mehr mit einem Anfangswertproblem zu tun hätte.

3.2 Windinhomogenitäten (Clumping)

Aus den (zunächst in den Modellen überschätzten) Elektronenstreuflügeln breiter Linien lässt sich ableiten, daß die Materiedichte im Wind offenbar nicht homogen ist, man spricht hierbei von Clumping. In der ersten Modellgeneration wurde dieser Effekt vernachlässigt, mit zunehmenden Verbesserungen dann aber Ende der 90er von Hamann & Koesterke (1998) in den PoWR-Code integriert. Dabei geht man von der Näherung aus, daß sich die in einem bestimmten Volumen vorhandene Materie eigentlich nur in einem Bruchteil davon befindet, während der Raum zwischen den Klumpen leer ist. Ein „Interclump-Medium“ existiert hierbei also nicht. Der Clumpingfaktor D ist der für das Clumping maßgebliche Modellparameter. Er ist definiert als Inverse des Volumenfüllungsfaktor f_V :

$$D := \frac{1}{f_V} \quad (3.6)$$

Ein Clumpingfaktor von $D = 4$ bedeutet also $f_V = \frac{1}{4}$, d.h. nur 25% des Volumens V sind mit Materie gefüllt, der Rest wird als leer angenommen. Aus der Dichte ρ im homogenen Fall wird nun die Dichte $D\rho$ innerhalb der Klumpen, während die mittlere Dichte auf größerer Skala durch die freien Zwischenräume bei ρ bleibt. Die Größe der Klumpen wird als klein gegenüber der mittleren freien Weglänge der Photonen angenommen, so dass es für die Berechnung des Strahlungstransports genügt, die Opazität $\kappa(\rho)$ und die Emissivität $\eta(\rho)$ durch

$$\kappa_D = f_V \kappa(D\rho) \quad \text{und} \quad \eta_D = f_V \eta(D\rho) \quad (3.7)$$

zu ersetzen. Diese Beschreibung wird auch als *Microclumping* bezeichnet und impliziert durch ihre Annahme über die freie Weglänge optisch dünne Klumpen. Im Gegensatz dazu spricht man bei optisch dicken Klumpen, deren Form auch eine Rolle spielt, von *Macroclumping*. (Hamann et al. 2008) Die Modelle in dieser Arbeit verwenden ausschließlich Microclumping.

3.3 Modellparameter

Unter Berücksichtigung aller zuvor diskutierten Punkte, ergibt sich nun der in Tabelle 3.1 dargestellte vollständige Satz von Parametern für ein PoWR-Modell. Allerdings sind nicht alle genannten Parameter unabhängig. So sind Leuchtkraft, Temperatur T_* und Radius R_* per Definition über die Formel

$$L_* = 4\pi R_*^2 \sigma_{\text{SB}} T_*^4 \quad (3.8)$$

verknüpft, wobei σ_{SB} die Stefan-Boltzmann-Konstante ist.

Tabelle 3.1 – Physikalische Parameter in den PoWR-Modellen

Parameter	Erläuterung	Bemerkungen
R_*	stellarer Kernradius	definiert bei $\tau_{\text{Rosseland}} = 20$
T_*	Sterntemperatur	Effektivtemperatur bezogen auf R_*
L_*	Leuchtkraft	
X_i	Massenanteil von Element i	$i \in \{C, N, O, G^\dagger\}$, Rest = Helium
\dot{M}	Massenverlustrate	
D	Clumpingfaktor	Dichtekontrast (homogen bei $D = 1$)
v_∞	Windendgeschwindigkeit	Endgeschwindigkeit des Sternwindes

[†] Künstliches Modellatom für Eisengruppenelemente (G: Generic)

3.4 PoWR

Nachfolgend wird der PoWR-Code kurz im seinem physikalischen und codetechnischen Grundkonzept vorgestellt. Dieser Abschnitt erhebt keinerlei Anspruch auf Vollständigkeit und ist keineswegs als Handbuch für die Benutzung des PoWR-Codes zu sehen. Er soll lediglich einen groben Überblick über das Werkzeug geben, welches die Grundlage für die Ergebnisse dieser Arbeit liefert.

3.4.1 Tiefenpunkte

Das räumlich eindimensionale Problem muss für die numerische Behandlung diskretisiert werden. Der Bereich zwischen dem inneren Rand R_* und einem durch das Geschwindigkeitsfeld vorgegebenen äußeren Rand R_{max} wird dazu in N Tiefenpunkte eingeteilt, wobei üblicher-, aber nicht notwendigerweise $N = 50$ gewählt wird, so auch bei sämtlichen in dieser Arbeit verwendeten Modellen. Die Tiefenpunkte werden nach drei Kriterien über den Bereich zwischen R_* und R_{max} verteilt: Um eine ausreichende Abbildung der Dichte- und Geschwindigkeitsstruktur zu erhalten, wird ein kleinerer Anteil der Punkte - z.B. acht für die Dichte und vier für die Geschwindigkeit - direkt nach diesen Kriterien an „wichtigen“ Stellen positioniert, um eine ausreichende Auflösung und abrupte Sprünge in den entsprechenden Größen zwischen zwei Tiefenpunkten zu vermeiden. Der Rest der Punkte wird in Abständen mit konstantem $\log \tau$ verteilt, üblicherweise wird $\Delta(\log \tau) = 5$ gewählt. Die Berechnungen der Besetzungszahlen (s. Abschnitt 3.4.3) erfolgt dann Tiefenpunkt für Tiefenpunkt, beginnend vom äußersten Punkt beim R_{max} hin zum innersten. Dabei muß die Rechnung für jeden Tiefenpunkt einzeln konvergieren. Ist dies zwischenzeitlich bei einer größeren Zahl von Tiefenpunkten nicht der Fall, bricht die Rechnung komplett ab.

3.4.2 Berechnung des Strahlungstransports

Wie bereits in der Einleitung des Kapitels kurz beschrieben, sind im non-LTE-Fall das (winkelgemittelte) Strahlungsfeld J und die Besetzungszahlen \vec{n} gekoppelt. Diese beiden Größen werden entsprechend iterativ immer wieder nacheinander, basierend auf den zuletzt berechneten Werten für die jeweils andere Größe, berechnet, bis schließlich eine konsistente Lösung gefunden ist. Der Strahlungstransport wird dabei entsprechend des

in Abschnitt 2.2.3 vorgestellten Schemas behandelt. Für die aufwendige Berechnung der ungemittelten Intensität I_ν wird dabei die sogenannte *Short Characteristic Methode* angewendet, wie in Koesterke et al. (2002) beschrieben. Dabei wird prinzipiell einfach entlang eines Strahls in z -Richtung entsprechend der formalen Lösung der Transportgleichung (2.18) integriert, allerdings ist dabei die dopplerverschobene Frequenz $\nu_{z'}$ zu benutzen.

$$I_\nu(z) = I_\nu(z_0)e^{-\tau_\nu(z_0,z)} + \int_{z_0}^z S_\nu(\nu_{z'})e^{-\tau_\nu(z',z)}\kappa_\nu(\nu_{z'})dz' \quad (3.9)$$

$$\tau_\nu(z',z) = \int_{z_0}^z \kappa_\nu(\nu_{z'})dz' \quad (3.10)$$

Diese Gleichung muß zunächst noch auf die dimensionslose Frequenz x (bzw. ihr dopplerverschobenes Analogon $x_{z'}$) transformiert werden. Im (x,z) -Raum wird dann ein Gitter aufgespannt, das Zelle für Zelle integriert wird. Gegebenenfalls nötige Werte zwischen vorhandenen Gitterpunkten werden durch Spline-Interpolation approximiert. Über (2.28) können dann die Momente der Intensität berechnet werden und damit die Eddingtonfaktoren f und g .

Zur Lösung der Momentengleichungen (2.30) und (2.30) werden auch diese diskretisiert. Für den inneren Rand wird die Diffusionsnäherung $S_\nu = B_\nu$ (B_ν : Planckfunktion) benutzt, die auf die Randbedingung

$$I_\nu(\mu) = B_\nu + \frac{\mu}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dr} \quad (3.11)$$

führt, aus der insbesondere auch $J_\nu = B_\nu$ folgt. Am äußereren Rand lässt sich durch das praktisch nur nach außen gerichtete Strahlungsfeld ($\mu \simeq 1$) der in diesem Fall geltende Zusammenhang $J \simeq H$ nutzen und ein besonderer Eddingtonfaktor $\frac{H}{J}$ einführen.

Wegen des Thomsonterms (s. Abschnitt 2.2.3) und um den Rechenaufwand zu reduzieren, wird im PoWR-Code die winkelabhängige Intensität I_ν nicht bei jedem Iterationsschritt berechnet. Vielmehr werden die Eddingtonfaktoren mitberechnet und nur diese dann für einige Schritte genutzt, um den Strahlungstransport mit den winkelmittelten Momenten der Transportgleichung rechnen zu können. Danach wird dann erneut die winkelabhängige Intensität berechnet, um die Werte der Eddingtonfaktoren zu aktualisieren.

3.4.3 Berechnung der Besetzungszahlen

Die Besetzungszahlen werden mittels Newton- oder Broyden-Verfahren berechnet. Schreibt man Gleichung (2.44) in der Form

$$\vec{n} \cdot \mathbf{P}(\vec{n}) - \vec{b} = \vec{0}, \quad (3.12)$$

lässt sich das Gleichungssystem auf eine Nullstellenfindung zurückführen. Die mehrdimensionale Form für einen Iterationsschritt auf Basis einer Lösung $\vec{n}^{(k)}$ lautet dabei

$$\vec{n}^{(k+1)} = \vec{n}^{(k)} - (\vec{n}^{(k)} \cdot \mathbf{P} - \vec{b}) \cdot \mathbf{M}^{-1} \quad (3.13)$$

mit der Matrix \mathbf{M} , die die Ableitung der linken Seite von (3.12) enthält. Da \vec{b} nur Konstanten - nämlich 0 und 1 - enthält, ergibt sich für die Elemente von \mathbf{M}

$$M_{ij} = \frac{\partial}{\partial n_i} \left(\sum_m n_m P_{mj} \right). \quad (3.14)$$

Von dieser Matrix \mathbf{M} , die nichts anderes als die Jacobimatrix ist, muß dann numerisch die Inverse bestimmt werden. Da die Berechnung und anschließende Invertierung der Jacobimatrix schwierig und rechenintensiv sein kann – entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 2.3 hängt die Matrix $\mathbf{P}(\vec{n})$ in komplizierter Weise nichtlinear von \vec{n} ab – gibt es statt der Newton-Raphson-Methode im PoWR-Code auch die Broyden-Methode, welche statt \mathbf{M} eine Matrix \mathbf{B} einführt. Nur im ersten Schritt wird die Jacobimatrix benötigt, anschließend werden die Einträge der Inversen von \mathbf{B} direkt aktualisiert, so daß eine weitere vollständige Berechnung der Jacobimatrix und deren Inversion nicht mehr nötig sind. Das Broyden-Verfahren ist eine mehrdimensionale Erweiterung des Regula-falsi-Verfahrens und mit $\mathcal{O}(N^2)$ auch rechenzeitsparender als das Newton-Verfahren mit $\mathcal{O}(N^3)$. Für die Details des Verfahrens sei an dieser Stelle auf Koesterke et al. (1992) verwiesen.

3.4.4 Berechnung der Temperaturschichtung

Die Temperaturschichtung innerhalb der Sternatmosphäre ergibt sich prinzipiell aus der zusätzlichen Forderung eines radiativen Gleichgewichts. Diese in Abschnitt 2.4 diskutierte Bedingung wurde zunächst als zusätzliche Gleichung in das Gleichungssystem des statistischen Gleichgewichts gepackt, was jedoch eine starke Kopplung der statistischen Gleichungen bewirkt und sich als numerisch aufwendig und unvorteilhaft erwiesen hat. Stattdessen wird nun die Temperaturschichtung durch ein eigenes Rechenschema zwischen der Berechnung von Strahlungstransport und Besetzungszahlen ermittelt. Da die Strahlungsgleichgewichtsbedingung nun nicht mehr zusammen mit den anderen Bedingungen gelöst wird, konvergiert das System nicht allzu schnell, hat aber den Vorteil einer direkten Berechnung der Temperatur, bei der sich auch die Beiträge der Einzelterme verfolgen lassen.

In erster Näherung ließe sich das Integral in (2.58) in einer grauen ($\kappa_\nu = \kappa$), LTE-Situation ($S_\nu = B_\nu$) lösen. Damit ergibt sich:

$$\Delta E := \int_0^\infty \kappa_\nu (S_\nu - J_\nu) d\nu \quad (3.15)$$

$$\Delta E = \int_0^\infty \kappa (B_\nu - J_\nu) d\nu \quad (3.16)$$

$$\Delta E = \kappa (B - J) \quad (3.17)$$

$$(3.18)$$

Dabei ist $J = \int_0^\infty J_\nu d\nu$. Da nach (2.58) $\Delta E = 0$ ist, gilt

$$B(T) = J \quad (3.19)$$

bzw. mit (2.2) und aufgelöst nach der Temperatur

$$T = \frac{\pi}{\sigma_{\text{SB}}} \sqrt[4]{J}. \quad (3.20)$$

Prinzipiell ließe sich damit die Temperatur einfach aus dem Strahlungsfeld berechnen, allerdings sind beide Annahmen (graue Atmosphäre, LTE) für die betrachteten Sterne nicht haltbar, wie schon eingangs diskutiert. Auch ist im allgemeinen Fall bei gegebenem S_ν und J_ν nicht unbedingt $\Delta E = 0$, daher setzt man nun einen Korrekturterm für die Quellfunktion an, der dafür sorgen soll, daß das Integral wieder verschwindet:

$$\int_0^\infty \kappa_\nu (S_\nu + \Delta S_\nu - J_\nu) d\nu \quad (3.21)$$

Ein Vergleich mit (3.15) liefert sofort

$$\int_0^\infty \kappa_\nu \Delta S_\nu d\nu = \Delta E \quad (3.22)$$

In Analogie zur LTE-Betrachtung oben ergibt sich dann für kleine Korrekturen mit $\Delta B \approx \frac{\partial B}{\partial T} \Delta T$ ein Temperaturkorrekturterm

$$\Delta T = \frac{\pi}{4\sigma_{\text{SB}} T^3} \frac{\Delta E}{\kappa} \quad (3.23)$$

Dabei gilt es nun einen Ausdruck für ΔE bzw. ΔS zu finden. Außerdem ist die bisherige Beschreibung noch nicht in sphärischen und mitbewegten Koordinaten. Nutzt man die sogenannte *Unsöld-Lucy-Methode*, bei der man die Strahlungstransportgleichung und ihre Momente hinzu nimmt, ergibt sich eine Korrektur mit radialer Abhängigkeit in der Form

$$\Delta T(r) = \frac{\pi}{4\sigma_{\text{SB}} [T(r)]^3 r^2} \Delta \tilde{S}(r) \quad (3.24)$$

mit einem komplizierten Ausdruck für $\Delta \tilde{S}(r)$. Die genauen Rechnungen und Ergebnisse sowie die Anbindung an die ALI-Methode würden hier zu weit führen und können in Hamann & Gräfener (2003) nachgelesen werden.

3.4.5 Modellatome und Superlevels

Gegenüber den ganz einfachen Elementen wie Wasserstoff und Helium gestaltet sich die Berücksichtigung von Kohlenstoff und Sauerstoff - für die Übergangsmetalle Stickstoff statt Sauerstoff - numerisch schon etwas aufwendiger, denn die Anzahl der zu berücksichtigenden Energielevel steigt mit zunehmender Ordnungszahl deutlich. Nichtsdestoweniger lassen die CNO-Elemente jeweils mit Levelzahlen im zweistelligen Bereich gut abbilden. (Eine Übersicht ist in Tabelle 3.2 zu finden.) Für die Eisengruppenelemente ergeben sich jedoch Tausende von Leveln mit wiederum Millionen von Übergängen, die unmöglich alle einzeln berücksichtigt werden können. Man fasst daher die Eisengruppenelemente (hier: Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni) zu einem künstlichen Modellatom mit der Abkürzung G - für generisch - zusammen, welches sogenannte *Superlevel* enthält, die jeweils eine große Zahl echter Levels zusammenfassen.

Tabelle 3.2 – Levelübersicht der Modellatome in den Modellgittern

Ion	WC-Gitter	WN/WC-Gitter
He I	17	17
He II	16	16
He III	1	1
N II		1
N III		33
N IV		38
N V		17
N VI		1
C II	3 (+29) ^a	3
C III	40	40
C IV	19	21 ^b
C V	1	1
O II	3	
O III	33	
O IV	25	
O V	36	
O VI	15	
O VII	1	
G III-X ^c		Superlevels

^a C II ist nur bei kühlen Modellen ($T_* < 50$ kK) ausgebaut

^b 21 statt 19 durch Aufspaltung der 2p- und 3p-C IV-Niveaus

^c bei sehr heißen (WO-)Modellen bis G XV

Die Energielevel der verschiedenen Elemente werden dabei mit dem relativen Anteil des jeweiligen Elements an der Gesamtheit der Eisengruppenelemente gewichtet. Die Gesamtmenge der Energielevel wird dann in Energiebänder eingeteilt, die jeweils durch ein Superlevel repräsentiert werden. Für die Besetzung der (Unter-)Levels innerhalb eines Energiebands wird LTE angenommen, so daß die relative Besetzung nach der Boltzmann-Formel berechnet werden kann. Das Linienprofil der „Superlinie“ setzt aus der Summe aller Opazitäten der enthaltenen Linien zusammen. Das statistische Gewicht eines Superlevels berechnet sich dann aus der Summe der relativen Besetzungswahrscheinlichkeiten der Unterlevels im zugehörigen Energieband. In Gräfener et al. (2002) wird der entsprechende Formalismus vorgestellt und an einem Beispiel verdeutlicht.

Die Beschreibung der Eisengruppenelemente ist nötig, da trotz ihrem recht geringen Anteil im Promillebereich sich im UV durch die unzähligen Eisenlinien ein in den Spektren nicht zu vernachlässigender Effekt ergibt, der als Eisenlinien-Bedeckung oder *Line-Blanketing* bezeichnet wird. Nicht nur zeigt sich ein ganzer „Eisenwald“ von Linien im fernen UV, auch die spektrale Energieverteilung insgesamt ist betroffen, da die im UV durch die Eisenelemente absorbierte Photonenenergie bei längeren Wellenlängen wieder abgegeben wird. All das wirkt sich auch auf die Winddynamik aus.

3.4.6 Schematischer Ablauf

Die in den vorherigen Abschnitten skizzierten Techniken werden nun nach dem in Tabelle 3.3 beschriebenen Schema angewendet. Zunächst wird auf Basis der Eingangsparameter eine Startnäherung erstellt, wobei auch Geschwindigkeitsfeld und Temperaturschichtung initialisiert werden. Optional kann die Startnäherung auch auf Basis eines bereits existierenden Modells - vorzugsweise mit nicht allzu verschiedenen Parametern - erstellt werden. Anschließend werden auf dieser Basis erstmals die Besetzungszahlen berechnet.

Tabelle 3.3 – Schematische Übersicht über die PoWR-Rechenabläufe

Ablauf	Beschreibung	Berechnete Größen
Start	Parameter einlesen	
	Startnäherung	$\rho(r), v(r), J_\nu$
	Lösung der statistischen Gleichungen	\vec{n}
Iteration	winkelabhängiger Strahlungstransport	I_ν
	Berechnung der Momente	$J_\nu, H_\nu, K_\nu, N_\nu$
	Berechnung der Eddingtonfaktoren	f, g
Iteration	Lösung der Momentengleichungen	$J_\nu,$
	Lösung der statistischen Gleichungen	\vec{n}
nach Konvergenz	winkelabh. Strahlungstransport	I_ν
	Formales Integral \rightarrow emergentes Spektrum	F_ν

Es folgt die Iteration, die so lange wiederholt wird, bis die Änderungen unter einen vordefinierten Grenzwert ϵ fallen. Dabei gibt es einen äußeren und einen inneren Zyklus, die durchlaufen werden. Im inneren Zyklus werden stets winkelgemittelte Intensität J_ν und Besetzungszahlen n_i nacheinander berechnet. Da diese Rechnung die Eddingtonfaktoren benötigen, müssen diese zuvor auf Basis der Momente berechnet worden sein, da sie sich allerdings nur langsam verändern, ist dies nicht im inneren Zyklus nötig. Der äußere Zyklus, der nach fünf Durchläufen des inneren Zyklus wieder durchlaufen wird, dient also zur Aktualisierung der für den inneren Zyklus nötigen Werte, während die Zweistufigkeit an sich vor allem Rechenzeit spart.

Sind im inneren Zyklus die Konvergenzbedingungen erfüllt, so wird für konvergierte Modelle nun noch einmal die winkelabhängige Intensität berechnet, um sicherzustellen, dass auch die Eddingtonfaktoren konvergiert sind. Schließlich wird auf Basis der Besetzungszahlen das emergente Spektrum ermittelt, beschrieben durch den (astrophysikalischen) Fluss F_ν , da – wie eingangs erwähnt – alle hier betrachteten Sterne nur als Punktquelle erscheinen und somit nur der über die gesamte Sternoberfläche abgestrahlte Fluss gemessen wird. Im Gegensatz zu den Rechnungen in den Zyklen findet die Berechnung des emergenten Spektrums natürlich im Beobachtersystem statt. Neben dem detaillierten Spektrum wird auch der spektrale Energieverlauf, vom fernen UV bis weit in den IR-Bereich berechnet, der eigentlich nichts anderes als das Moment H aus der Rechnung im mitbewegten System ist.

4 Analyse der galaktischen WC-Sterne

4.1 Modellgitter

Um eine größere Anzahl von WR-Sternen systematisch zu analysieren, greift man auf ein Modellgitter zurück. Dies ist eine Zusammenstellung von Modellen, die zwar grob auf einen Sterntypus, in diesem Fall WC-Sterne, aber zunächst nicht auf spezielle Sterne zugeschnitten sind. Stattdessen decken sie einen gewissen, möglichst großen Bereich im Parameterraum ab. Dies geschieht mit einer gewissen Auflösung, die durch die Schrittweite in den jeweiligen Parameterwerten zwischen zwei Modellen definiert wird. Durch das Gitter erhält man also einen Satz von Modellspektren, mit denen sich dann die Spektren der beobachteten Objekte vergleichen und dem am besten passenden Modell zuordnen lassen. Sofern der abgedeckte Parameterraum dabei nicht zu eng gewählt ist, ist dieses Gitter damit auch problemlos jederzeit für die Analyse weiterer Objekte ähnlicher Art nutzbar.

4.1.1 Der Transformierte Radius

Um die Zahl der freien Parameter zu reduzieren, ist ein empirisch entdeckter Zusammenhang hilfreich. So hat sich gezeigt, dass für Emissionslinienspektren bei vernachlässigbarer Abschattung des Sterns, R_* und \dot{M} sich nicht unabhängig verhalten, sondern zu einem *transformierten Radius* R_t zusammenfassen lassen, sofern es sich um eine optisch dünne Situation handelt. Diese Größe wurde zunächst in Schmutz et al. (1989) noch unter Hinzunahme der Windendgeschwindigkeit v_∞ definiert. Mit der Einführung des Microclumpings wurde die Formel um den Clumpingfaktor erweitert, was dazu führt, dass bei gleichem $R_t - v_\infty$ und R_* konstant gelassen - der Massenverlust \dot{M} sich um den Faktor \sqrt{D} verringert. Die heute verwendete Definition des transformierten Radius lautet:

$$R_t = R_* \left[\frac{v_\infty}{2500 \text{ km/s}} \left/ \frac{\dot{M} \sqrt{D}}{10^{-4} M_\odot / \text{yr}} \right. \right]^{\frac{2}{3}} \quad (4.1)$$

Durch die Skalierung auf feste Werte von v_∞ und \dot{M} hat R_t dieselbe Einheit wie der Radius R_* . Hier liegt auch der Namensursprung für die Größe, die ansonsten nicht viel mit einem Radius zu tun hat.

4.1.2 Parameterentartung im Fall extrem dichter Winde

In sehr heißen und sehr dichten Winden ($\log(R_t/R_\odot) \leq 0.4$) entstehen nicht nur die Emissionslinien, sondern die gesamte Strahlung des Spektrums, d.h. auch das (scheinbare) Kontinuum, in den schnell expandierenden Hüllen. In diesem Fall kommt es zu einer Parameterentartung: R_* und T_* sind nun keine sinnvollen Parameter, da sie nicht mehr beobachtbar sind. Die optische Tiefe von $\tau = 1$, bis zu der man als Beobachter sieht, ist

allein durch die Massenverlustrate \dot{M} definiert, diese ist nun der maßgebende Parameter. Ersetzt man in Gleichung (4.1) R_* mittels Gleichung (3.8), so erhält man folgende Abhängigkeit:

$$R_t \propto \frac{\sqrt{L_*}}{T_*^2} \left(\frac{\dot{M}\sqrt{D}}{v_\infty} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (4.2)$$

Lässt man, wie in den Gitteranalysen üblich, L_* , v_∞ und D konstant, so ergibt sich für einen bestimmten Massenverlust \dot{M} die Relation

$$R_t \cdot T_*^2 = \text{const.} \quad (4.3)$$

Effektiv ist statt der beiden Gitterparameter nun nur noch ein freier Parameter vorhanden, denn mittels (3.8) lässt sich bei gegebenem R_t nun T_* eindeutig berechnen und umgekehrt. Die Parameter sind entlang einer Diagonalen - was an der logarithmischen Darstellung und der unterschiedlichen Schrittweite in T_* - bzw. R_t -Richtung liegt - im Gitter entartet. Prinzipiell sollten die Modellspektren entlang dieser Diagonalen sich nun nicht mehr unterscheiden.

Wie die Auswertung zeigen wird, liegt im Parameterbereich meines Modellgitters die beschriebene Parameterentartung noch nicht ganz vor. Die Isokonturlinien (s. Abschnitt 4.1.4) für die primären Klassifikationslinien verlaufen leicht steiler als die erwartete Entartungsdiagonale.

4.1.3 Gitteraufbau

Obwohl prinzipiell diese Gitter auch hochdimensional sein könnten, beschränkt sich in aller Regel der Parameterraum eines Gitters von PoWR-Modellen auf die zwei Parameter T_* und R_t , während andere wie die Endgeschwindigkeit v_∞ , der Clumpingfaktor D , die chemische Zusammensetzung oder die Leuchtkraft L_* konstant gelassen werden. Die Gründe hierfür sind neben schlichter Übersichtlichkeit und dem gewaltigen Arbeitsaufwand für jede zusätzliche Dimension auch die unterschiedliche Auswirkung auf das berechnete Spektrum. Die Einflüsse durch unterschiedliche v_∞ - oder D -Werte sind zwar in den Linienbreiten und -form sichtbar, aber erhalten die Äquivalentbreite, anders als die Änderungen bei Temperatur oder Massenverlust, der bei konstantem L_* und v_∞ der maßgebliche Unterschied bei verschiedenen R_t -Werten ist. Die Leuchtkraft konstant zu halten ist dank der Skalierbarkeit kein Problem, sofern die Gitterleuchtkraft am Ende sich nicht um deutlich mehr als eine Größenordnung von der beobachteten Leuchtkraft unterscheidet.

Die chemische Zusammensetzung unterscheidet sich, je nachdem, ob es sich um einen WN-, WC- oder WO-Stern handelt. Daher gibt es auch unterschiedliche Modellgitter für WN- und WC-Sterne, bei den WN sogar zwei, eines mit Wasserstoff (WNL, inzwischen oft WNh) und eines ohne (WNE). Innerhalb des Gitters unterscheidet sich die chemische Zusammensetzung also nicht, was in Ausnahmefällen zusätzliche Modellrechnungen erfordert. Die Eckdaten des primär benutzten WC-Gitters und aller weiteren benutzten Gitter sind im Abschnitt 4.3.1 nachzulesen.

Vorweg sei an dieser Stelle noch auf eine spezielle Nomenklatur hingewiesen: Intern wird für die Modelle in der T_* - R_t -Ebene ein Indexsystem verwendet, das sich aus den beiden folgenden „erzeugenden“ Gleichungen ergibt:

$$\log T = 4,35 + \text{Id}_T \cdot 0,05 \quad (4.4)$$

$$\log R_t = 2,1 - \text{Id}_{R_t} \cdot 0,1 \quad (4.5)$$

Stellt man diese nach den Id-Werten um, ließen sich prinzipiell die Indexnummern zu jedem beliebigen Wert von T_* und R_t berechnen:

$$\text{Id}_T := \frac{\log T - 4,35}{0,05} \quad (4.6)$$

$$\text{Id}_{R_t} := \frac{2,1 - \log R_t}{0,1} \quad (4.7)$$

In der Praxis werden für die Gitter nur ganzzahlige Indizes verwendet, die diskreten Indexnummern markieren damit zugleich die Gitterauflösung. Wie man an den Formeln schnell sieht, ist diese logarithmisch und zwar 0,05 für $\log T$ und doppelt so groß, 0,1 für $\log R_t$. Mit steigendem Indexwert Id_T steigt auch T_* , bei steigendem Id_{R_t} hingegen sinkt R_t . Dies wirkt zunächst kontra-intuitiv, aber da \dot{M} entsprechend Gleichung (4.1) invers mit R_t verknüpft ist, bedeutet ein steigender R_t -Index einen dichteren Wind.

4.1.4 Isokonturplots

Um für ein vorhandenes Sternspektrum im Gitter ein passendes Modell zu finden, liefern Isokonturlinien gleicher Äquivalentbreite, kurz Isoplots, einen Ansatz. Dabei berechnet man für eine oder mehrere Linien jedes Gittermodells die Äquivalentbreite W_λ und kann auf dieser Basis mittels Spline-Interpolation zwischen den Gitterpunkten die Linien gleicher Äquivalentbreite innerhalb des Modellgitters darstellen. Diese wiederum kann dann mit dem tatsächlichen Wert von W_λ im Beobachtungsspektrum verglichen und so entsprechende Modellkandidaten im Gitter ermittelt werden. Durch die Wiederholung der Prozedur für weitere Linien lässt sich der Bereich weiter eingrenzen.

In den Abbildungen 4.1-4.6 sind die wichtigsten Isoplots für die Analyse von WC-Sternen abgebildet. An den Linien ist der jeweilige negative Wert der Äquivalentbreite $-W_\lambda$ eingetragen, da W_λ für Emissionslinien einen negativen Wert annimmt. Sämtliche hier dargestellte Isoplots sind mit dem WC-Standardgitter (40% C) berechnet, allerdings ändern sich bei anderen Häufigkeiten vor allem die Absolutwerte von W_λ , nicht jedoch die Trends, so dass die Erkenntnisse aus letzteren auch auf die Kontrollgitter mit 20% bzw. 60% Kohlenstoff anwendbar sind. In den Abbildungen 4.1 und 4.2 werden die für die Klassifikation der Subtypen wichtigsten beiden Linien - C IV 5808 Å und C III 5696 Å - dargestellt. Gut zu erkennen ist dabei der gegenläufige Trend der Äquivalentbreiten beider Emissionslinien.

Statt der Äquivalentbreite einer einzelnen Linie lässt sich auch das Verhältnis zweier Linien darstellen. Somit können z.B. die im Abschnitt 1.3.2 beschriebenen Klassifikationslinienbreiten und -schemata dann als Bereiche im Gitter zugeordnet werden, zumindest für das strikte Schema von Crowther et al. (1998). Das Resultat ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Zwischen den Linien liegt jeweils der Bereich für einen Subtyp, wobei in dieser Abbildung allerdings nur das primäre Kriterium, i.e. das Verhältnis von C IV 5808 Å zu C III 5696 Å, herangezogen wird.

4 Analyse der galaktischen WC-Sterne

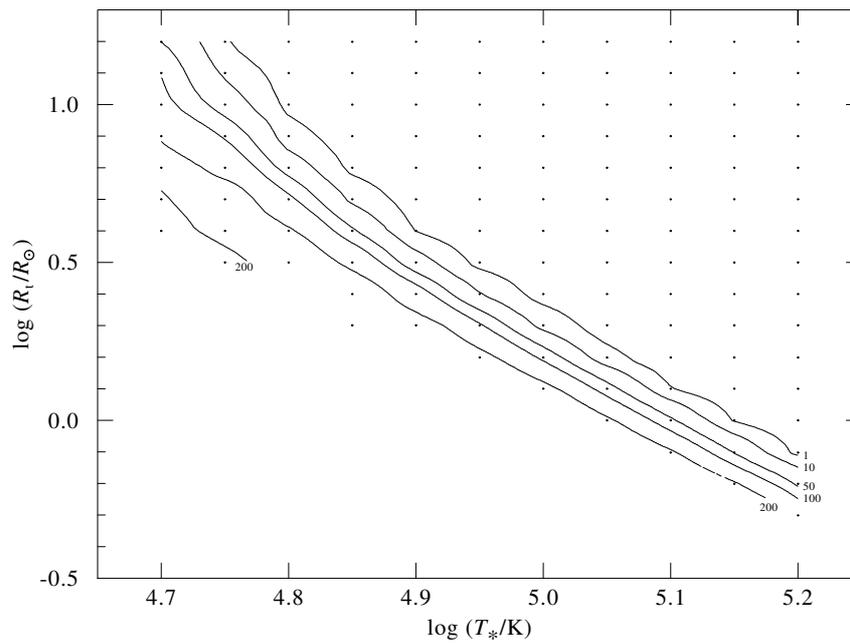


Abbildung 4.1 – Linien konstanter Emission für C III 5696 Å, angegeben sind die jeweils zugehörigen Äquivalentbreiten

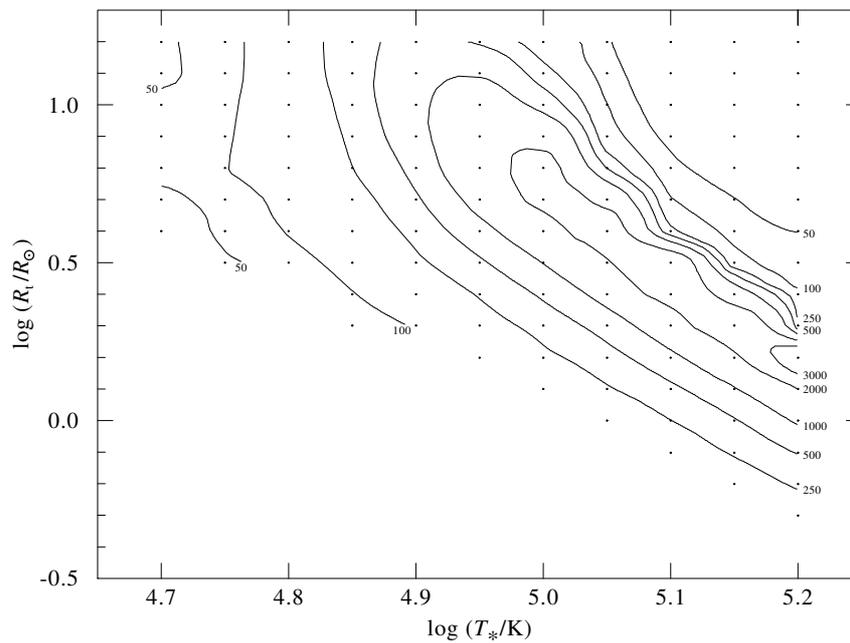


Abbildung 4.2 – Linien konstanter Emission für C IV 5808 Å, angegeben sind die jeweils zugehörigen Äquivalentbreiten

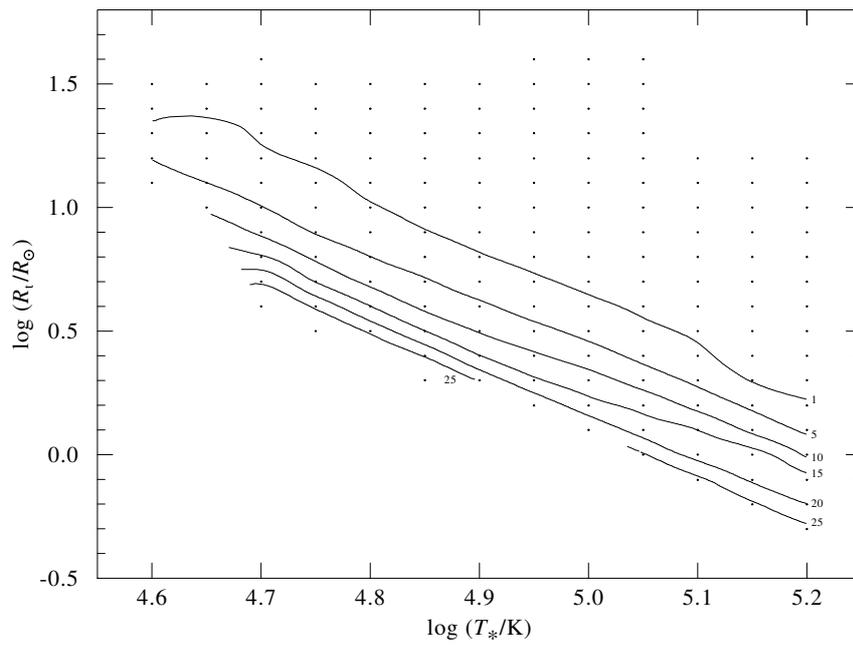


Abbildung 4.3 – Linien konstanter Emission für He I 5876 Å, angegeben sind die jeweils zugehörigen Äquivalentbreiten

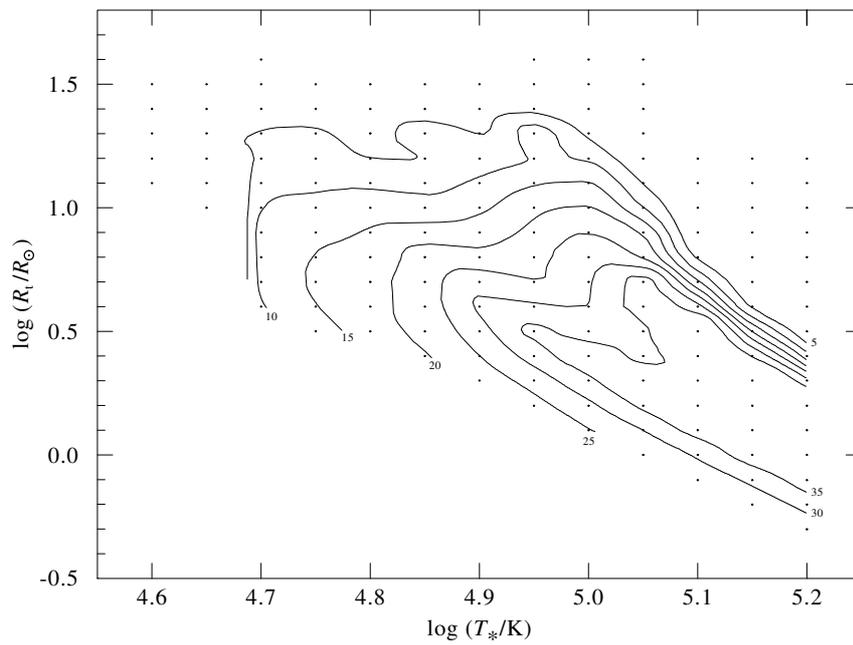


Abbildung 4.4 – Linien konstanter Emission für O V 5590 Å, angegeben sind die jeweils zugehörigen Äquivalentbreiten

4 Analyse der galaktischen WC-Sterne

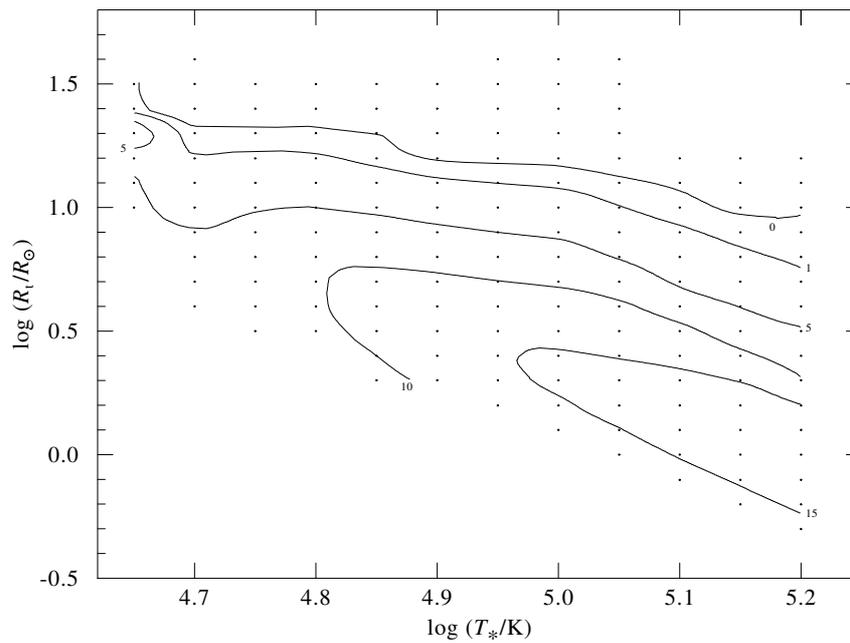


Abbildung 4.5 – Linien konstanter Emission für He II 5412 Å, angegeben sind auch die jeweils zugehörigen Äquivalentbreiten

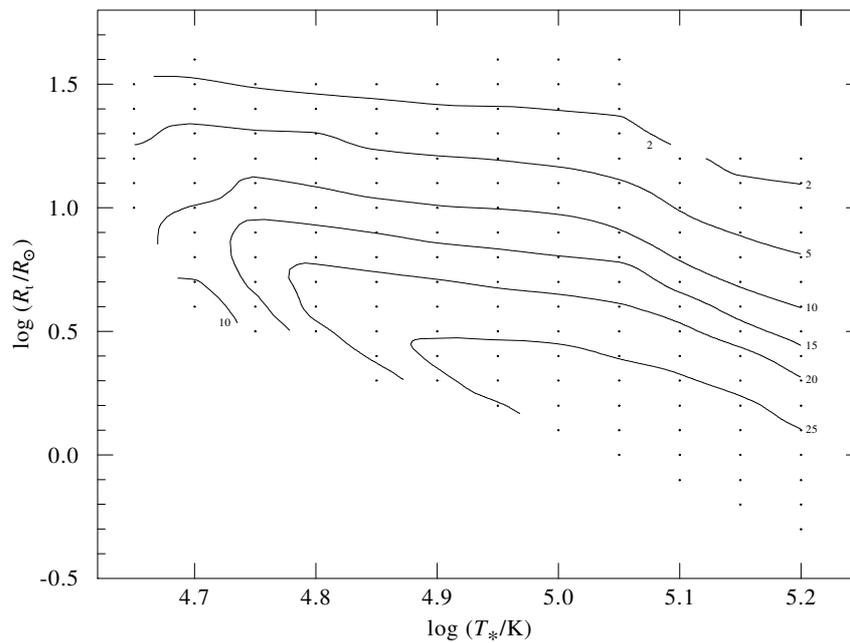


Abbildung 4.6 – Linien konstanter Emission für C IV 5470 Å, angegeben sind auch die jeweils zugehörigen Äquivalentbreiten

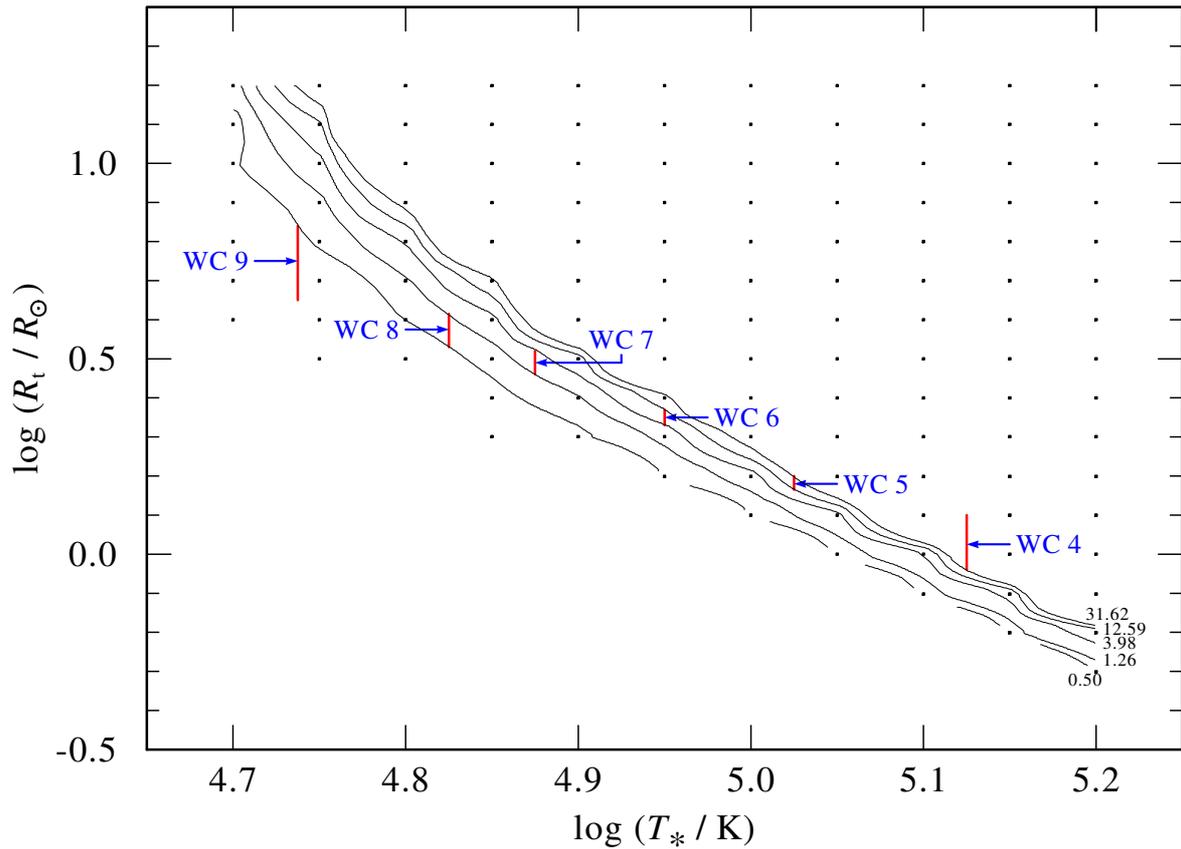


Abbildung 4.7 – Modellgitter mit WC-Klassifikationsschema von Crowther: Dargestellt ist das Äquivalentbreitenverhältnis von C IV 5808 Å zu C III 5696 Å, welches als primäres Klassifikationskriterium für die Subtypeneinteilung der WC-Sterne fungiert. Die schwarzen Zahlen sind die aus Tabelle 1.1 (S. 13) folgenden Absolutwerte für das zur jeweiligen Linie gehörende Verhältnis, was jeweils einen Subtyp vom nächsten trennt. Der jeweils zu einem Bereich gehörende Subtyp ist durch eine rote Markierung gekennzeichnet.

Die Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen die Isoplots für He I 5876 Å und O V 5590 Å, die als sekundäre Kriterien zur Subtypen-Unterscheidung dienen. Die Abbildungen 4.5 und 4.6 hingegen zeigen die Konturlinien von He II 5412 Å sowie C IV 5470 Å, die auch als *diagnostisches Linienpaar* bekannt sind. Beide Linien entstehen in ungefähr der gleichen Entfernung vom stellaren Kern im Wind und geben damit Auskunft über das Verhältnis von Helium zu Kohlenstoff in der Sternatmosphäre.

Abhängig von der relativen Häufigkeit des jeweiligen Elements ist die entsprechende Linie unterschiedlich stark. In Abbildung 4.8 ist das Linienpaar für verschiedene He-C-Verhältnisse abgebildet, die den in der Analyse verwendeten Gittern entsprechen. Die durchgezogene, schwarze Linie zeigt dabei den Fall für das Standardgitter. Als Referenzmodell wurde das Gittermodell 10-15 ($T_* = 70$ kK, $R_t = 4 R_\odot$) gewählt, welches, wie sich in der Auswertestatistik noch zeigen wird, typischerweise für Sterne des Subtyps WC 6 und WC 7 am besten zutrif.

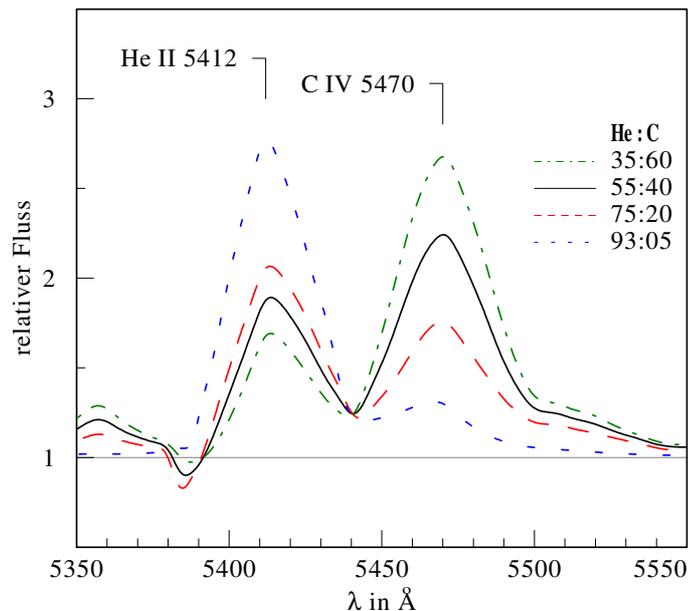


Abbildung 4.8 – Diagnostisches Linienpaar bei unterschiedlichen Elementhäufigkeiten

4.2 Welche Sterne wurden untersucht?

Als Vorbetrachtung der Analyse werden im Folgenden zunächst die zugrunde liegende Datenbasis sowie die Auswahlkriterien vorgestellt und kurz erläutert.

4.2.1 Datenmaterial

Für die Analyse der galaktischen WC-Sterne wurden Spektren aus verschiedenen Quellen und Spektralbereichen benutzt. Ziel waren dabei primär optische, möglichst absolut kalibrierte Spektren von möglichst vielen WC-Einzelsternen (s.a. Abschnitt 4.2.4) in der Milchstraße. Dafür wurden die Spektren von Torres & Massey (1987) sowie Aufnahmen aus der Arbeitsgruppe von Prof. Wolf-Rainer Hamann vom Calar Alto Observatorium aus den Jahren 1991 und 1999 verwendet. Zusätzlich wurden, sofern vorhanden, IUE-Spektren aus dem INES-Datenarchiv* für den UV-Bereich verwendet. Im Infrarot-Bereich wurden als Orientierungspunkte für die spektrale Energieverteilung die 2MASS-Photometriedaten (Skrutskie et al. 2006) verwendet, in zwei Fällen (WR 52, WR 142) auch Daten vom Spitzer-Weltraumteleskop, die aus anderen Projekten in der eigenen Arbeitsgruppe resultierten. (Letztere wurden nur für den spektralen Gesamtcharakter als Orientierung benutzt, es fand kein detaillierter Fit im IR-Bereich statt.) In einigen Fällen wurden zudem optische Photometriemarken von Lundström & Stenholm (1984) verwendet. Sterne, von denen kein optisches Spektrum vorlag, wurden in der Analyse nicht berücksichtigt, da die maßgeblichen Linien, die einen WC-Stern definieren, alle im optischen Spektralbereich liegen.

*<http://ines.ts.astro.it/ines/index.html>

4.2.2 Entfernung

Um nicht nur die normierten Spektren mit Modellen zu vergleichen, sondern auch die spektrale Energieverteilung (SEV) zu reproduzieren, ist es nötig die Entfernung des Sterns zu kennen. Die Entfernungsbestimmung von galaktischen Objekten ist allerdings schon lange ein Problem der Astrophysik. Zwar kennt man seit der Auswertung der Parallaxenmessungen des Hipparcos-Satelliten in den 90er Jahren die Entfernungen der Objekte in einem Umkreis von einigen hundert Parsec, die bekannten Wolf-Rayet-Sterne befinden sich jedoch, bis auf den Doppelstern WR 11 (γ^2 Vel), alle jenseits davon und haben schätzungsweise Entfernungen zwischen einem und zehn Kiloparsec, so dass die Objekte noch zu weit entfernt sind, um verlässliche Parallaxenwerte zu erhalten.

Nur für wenige WC-Sterne sind überhaupt Parallaxenwerte vorhanden, die nicht negativ sind oder deren Fehler nicht größer ist als der eigentliche Wert. Somit verbleibt nur die Möglichkeit mithilfe der „Nachbarschaft“ die Distanz zu bestimmen, also über Haufenzugehörigkeit. Deren Entfernung lässt sich aus dem Farben-Helligkeits-Diagramm ermitteln, indem die beobachtete scheinbare Helligkeit für einen bestimmten Sterntypus – in der Regel B-Sterne aus der Hauptreihe – mit der für diese Art von Sternen als bekannt geltenden absoluten Helligkeit vergleicht.[†] Die verwendeten Distanzmodule für die entsprechenden Haufen bzw. OB-Assoziationen sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Bei bekannter Entfernung und einem absolutkalibrierten Spektrum, lässt sich aus dem Fit der spektralen Energieverteilung die Leuchtkraft des Sterns ermitteln. Der Verlauf der spektralen Energieverteilung ermöglicht zudem die Rötungsbestimmung, unabhängig vom Entfernungswert.

Im Abschnitt 4.4.2 wird für jeden Stern die bekannte oder wahrscheinliche Zugehörigkeit zu einer Assoziation kurz diskutiert. Ergänzend werden in Einzelfällen auch weitere Entfernungswerte inklusive ihrer Quellen genannt. In der Tabelle 4.7 wird zudem für jeden Stern neben den ermittelten stellaren Parametern auch das ggf. benutzte Distanzmodul angegeben. Sofern die Distanz des Sterns nicht bekannt ist, wird kein Wert angegeben, die Leuchtkraft wurde dann aus der absoluten Helligkeit entsprechend des Subtyps bestimmt. Die Kalibration hierfür wird im Abschnitt 4.3.2 diskutiert.

Als Alternative zur Helligkeitskalibration haben Smith et al. (1990) versucht Distanzwerte aus Linienflussverhältnissen zu gewinnen. Dabei verwendeten sie die beiden prominenten Emissionslinien C IV 5808 Å und den C III/C IV/He II-Blendum 4650 Å. Die Ergebnisse wurden dabei mit den Resultaten aus ihrer eigenen M_v -Kalibration abgeglichen, wobei sich zum Teil deutliche Abweichungen zwischen den Distanzwerten zeigten. Die Linienflussmethode beruht dabei auf der Annahme, dass dieser stets denselben absoluten Wert hat. In diesem Fall ergäbe sich eine Methode, die auch für Doppelsterne eingesetzt werden könnte, da der Begleiter vor allem zum Kontinuum beiträgt, nicht aber zu den starken Kohlenstoff-Emissionslinien. Smith et al. (1990) wiesen allerdings bereits darauf hin, dass sich eine annähernde Konstanz des Linienflusses nur für die Subtypen WC 5 bis WC 7 ergibt. In den Anmerkungen zu einzelnen Sternen in Abschnitt 4.4.2 werden die Resultate von Smith et al. (1990) teilweise erwähnt, für die rechnerische Auswertung werden ihre Werte jedoch nicht benutzt. Stattdessen wird auf die nachfolgende, eigene

[†]Für die so erhaltene Entfernung wird zuweilen auch der Begriff *ZAMS-Parallaxe* benutzt, da es darum geht die Hauptreihe des Beobachtungs-FHD mit der eines Standard-FHD zu vergleichen. Der Begriff „Parallaxe“ wird dabei nicht mehr im eigentlichen Wortsinn, sondern nur noch als Synonym für Entfernung verwendet.

Tabelle 4.1 – Entfernungsmodule für verschiedene Sternassoziationen

Assoziation	D.M.	Quelle
Ara OB1a	10,5	Wolk et al. (2008)
Ara OB1b	12,7	Wolk et al. (2008)
Car OB1	12,55	Massey & Johnson (1993)
Cas OB1	12,0	Lundström & Stenholm (1984)
Cas OB7	12,0	Garmany & Stencel (1992)
Cep OB1	12,2	Garmany & Stencel (1992)
Cir OB1 ^a	12,57	Lortet et al. (1987)
Cyg OB1	10,05	Garmany & Stencel (1992)
Cyg OB2	9,83	Linder et al. (2009)
Cyg OB3	11,2	Garmany & Stencel (1992)
Do 33	12,7	Lundström & Stenholm (1984)
Sco OB1	11,0	Sung et al. (1998)
Ser OB1	11,5	Hillenbrand et al. (1993)
Ser OB2	11,4	Forbes (2000)
Sgr OB1	11,0	Lundström & Stenholm (1984)
Vel OB2	7,72	Jeffries et al. (2009)
Vul OB2	13,2	Turner & Burke (2002)
Anon Cen OB	12,8	Vázquez et al. (2005a)
Anon Pup a	12,7	Lundström & Stenholm (1984)
Anon Pup b	13,7	Lundström & Stenholm (1984)
Anon Sct OB	12,7	Lundström & Stenholm (1984)
Anon Vel a	11,5	Lundström & Stenholm (1984)
Anon Vel b	12,9	Lundström & Stenholm (1984)

^a früher: Anon Cir

Helligkeitskalibration zurückgegriffen.

4.2.3 Helligkeit und interstellare Rötung

Da sich der Strahlungsfluss mit zunehmender Entfernung auf eine immer größere Fläche verdünnt, erscheint das Licht eines Sterns mit zunehmender Entfernung immer schwächer. Zwei von der Erde aus gleich hell erscheinende Sterne müssen dabei allerdings nicht die gleiche Entfernung haben, da die Leuchtkraft eines Sterns von vielen Faktoren, u.a. der Masse M_* , abhängt. Man definiert daher die *absolute Helligkeit* M_V als diejenige, die ein Stern aus einer Entfernung von genau 10 pc hat. Nur wenn man die tatsächliche Entfernung d eines Sterns kennt, lässt sich aus der scheinbaren Helligkeit m_V auch die absolute Helligkeit M_V berechnen. Die Differenz zwischen diesen beiden Größen bezeichnet man nahe liegend als Distanzmodul D.M. Es gilt der Zusammenhang:

$$\text{D.M.} = m_V - M_V = 5 \log \left(\frac{d}{10 \text{ pc}} \right) \quad (4.8)$$

Diese Definition berücksichtigt bisher nur den rein geometrischen Effekt der Flussverdünnung. Da der Raum zwischen den Sternen jedoch nicht leer ist, muss noch die interstellare Absorption A_V berücksichtigt werden. Im Mittel hat das aus Gas und Staub bestehende interstellare Medium (ISM) eine Dichte von rund einem Teilchen pro cm^3 , je nach lokaler Situation - z.B. in Sternentstehungsgebieten - kann sich dieser Wert jedoch um viele Größenordnungen erhöhen. Da die Absorption zum blauen Ende des Spektrums hin zunimmt, wird vor allem der blaue Anteil des Lichts gestreut, während der rote Teil weitgehend ungehindert den Staub passiert. Effektiv erscheint das beobachtete Objekt damit roter, man spricht von interstellarer *Rötung*. Zusätzlich zum allgemeinen Trend gibt es bei vielen Objekten in der Milchstraße im UV um 2175 \AA einen Bereich besonders starker Extinktion, der auch als „UV-Bump“ bezeichnet wird, weil er sich in der üblichen Darstellung der Extinktion gegenüber der reziproken Wellenlänge als deutlicher Buckel bemerkbar macht. Dieser wurde erstmals in den 1960ern entdeckt und kann laut Savage (1975) recht gut mit einem Loretzprofil plus linearem Hintergrund reproduziert werden. Seine physikalische Ursache ist bis heute nicht geklärt.

Gleichung (4.8) ist also um den Term A_V zu erweitern:

$$\text{D.M.} = m_V - M_V + A_V \quad (4.9)$$

Statt mit dem relativ breiten UBV-Filtersystem wird bei WR-Sternen mit dem monochromatisch definierten *ubv*-System (Smith 1968) gearbeitet, da die starken Emissionslinien bei den breiten Filtern die Photometriewerte deutlich über Kontinuumsniveau heben können und die Werte dann nicht mehr den Kontinuumsverlauf repräsentieren. Entsprechend schreibt man statt (4.9) nun

$$\text{D.M.} = m_v - M_v + A_v. \quad (4.10)$$

Zur Umrechnung zwischen Johnson- und Smithsystem wird der von Lundström & Stenholm (1984) benutzte Zusammenhang

$$A_v = (1,21R_V + 0,36) E_{b-v} \quad (4.11)$$

verwendet, wobei

$$R_V = \frac{A_V}{E_{B-V}} \quad \text{und} \quad E_{B-V} = 1,21E_{b-v} \quad (4.12)$$

gelten. Der Wert für R_V richtet sich nach dem Rötungsgesetz, wobei in dieser Arbeit entweder Seaton (1979) mit konstantem $R_V = 3,1$ oder die mit variablem R_V -Parameter agierenden Formeln von Cardelli et al. (1989) oder Fitzpatrick (1999) benutzt wurden. E_{b-v} und ggf. R_V so gewählt, dass der Verlauf der spektralen Energieverteilung möglichst gut reproduziert werden konnte, da bei praktisch allen analysierten Sternen zumindest ein Teil des Spektrums absolut-kalibriert vorlag. In einigen Fällen standen weitere Photometriemarken zur Verfügung, womit die Qualität des SEV-Fits gesteigert werden konnte. Als Ergebnis bietet diese Arbeit auch empirisch erhaltene Rötungswerte für jeden betrachteten Stern.

4.2.4 Doppelsterne

Im weiteren Sinne werden alle Fälle, in denen zwei Sterne nah beieinander stehen, als Doppelsterne bezeichnet. Dabei spricht man von *scheinbaren Doppelsternen*, wenn diese nur durch den Projektionseffekt von der Erde aus gesehen nah beieinander stehen. Im Gegensatz dazu spricht man von „physischen“ Doppelsternsystemen oder kurz Doppelsternen, wenn die Partner auch tatsächlich gravitativ aneinander gebunden sind. Die beiden Sterne umkreisen dann einen gemeinsamen Schwerpunkt, dessen Position von der Masse der beiden Komponenten abhängt. Auf den Begriff „physisch“ wird jedoch in den allermeisten Fällen, so auch in dieser Arbeit, verzichtet, da die Komponenten scheinbarer Doppelsterne physikalisch schlicht Einzelsterne sind. Abhängig vom Abstand und Entwicklungsstadium kann es in einem (physischen) Doppelsternsystem zu Massentransfer zwischen den beiden Partnern kommen, entweder via Sternwind oder mittels sogenanntem „Roche lobe overflow“, kurz RLOF. Letzteres beschreibt eine Situation, in der ein Stern ausgedehnt genug ist, um sein Rochevolumen auszufüllen und über den gravitationsfreien Lagrange-Punkt L_1 zwischen den beiden Sternen Hüllenmaterial abgeben kann, welches dann auf seinem Begleiter landet. Das System wird dabei als eingeschränktes Dreikörperproblem betrachtet mit den beiden Sternen als gravitativ wirkende Massen. Findet Massenaustausch zwischen beiden Partnern statt, kann dies erheblichen Einfluss auf die Entwicklung beider Komponenten haben, die sich dann u.U. deutlich von der Einzelsternentwicklung unterscheidet. Kommt es zu keinem Massenaustausch, spricht man von „getrennten Doppelsternen“, engl. *detached binaries*. In diesen Phasen entwickeln sich beide Sterne wie Einzelsterne.

In vielen Fällen offenbaren sich Doppelsternsysteme erst durch ihr Spektrum, da die Abstände zwischen den Partnern klein gegenüber der Entfernung zum Beobachter sind und somit das gesamte System letzterem nur als Punktquelle erscheint. In diesem Fall ist das Spektrum der Quelle eine Zusammensetzung aus den Spektren beider Sterne. Durch die relative Bewegung der Sterne zueinander sind die Spektrallinien dopplerverschoben, so dass bei einer zeitlichen Sequenz von aufgenommenen Spektren und genügend kurzer Umlaufperiode des Systems die Veränderung der Linienposition abhängig von der Lage der Sterne zueinander erkennbar ist. Sieht man die Linien beider Partner, so spricht man von einem „double-line spectroscopic binary“, abgekürzt SB2. Sind nur die Linien eines Sterns zu erkennen, die Doppelerbewegungen aber dennoch vorhanden, spricht man von einem „single-line spectroscopic binary“, kurz SB1. In diesem Fall ist der Begleiter deutlich (> 3 mag) lichtschwächer und sein Linienspektrum verschwindet gegenüber dem deutlich helleren Begleiter.

In wenigen Fällen sind beide Partner tatsächlich auch optisch aufzulösen, es wird dann von „visuellen Doppelsternen“ gesprochen, nicht zu verwechseln mit „scheinbaren Doppelsternen“, denn erstere sind im Gegensatz zu letzteren gravitativ aneinander gebunden. Bei visuellen Doppelsternen sind die Umlaufperioden meist lang (> 1 Jahr) und die Sterne entwickeln sich unabhängig voneinander. Bei dem in dieser Arbeit untersuchten WR 86 handelt es sich um einen visuellen Doppelstern bestehend aus einem WC7 und einem B0-Begleiter.

Eine ganze Reihe von Wolf-Rayet-Sternen haben sich durch eingehendere Analysen als Doppelsterne herausgestellt. In WR+OB-Doppelsternsystemen, in denen beide Partner einen maßgeblichen Sternwind haben, gibt es einen Bereich, in dem die Winde der beiden

Sterne aufeinander treffen. Bei diesen „Colliding Wing Binaries“ (CWB) kann es zu starken Röntgenemissionen kommen, was als zusätzliches Indiz für ein Doppelsternsystem benutzt werden kann. Vergleicht man außerdem die Spektren verschiedener Sterne gleichen Subtyps so gibt es Fälle, in denen die Emissionslinien schwächer sind als bei den übrigen Sternen. Dieses Phänomen der „diluted emission lines“ (d.e.l.) wird zuweilen ebenfalls als Doppelsternkriterium verwendet. Zwar würde ein Begleitstern, der hauptsächlich zum Kontinuum beiträgt, in der Tat die Stärke der Emissionslinien relativieren, doch der gleiche Effekt kann auch, durch unterschiedliche Temperatur und vor allem geringeren Massenverlust erklärt werden. Bei der Analyse der galaktischen WN-Sterne von Hamann et al. (2006) hat sich dieses Kriterium daher als unbrauchbar erwiesen, bei den WC-Sternen scheint es hingegen ein zuverlässigerer Hinweisgeber zu sein, wie die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen werden.

Tabelle 4.2 – Galaktische WC-Doppelsterne und Kandidaten

WR	Typ	Begleiter	analysiert	Bemerkungen	Referenz(en)
4	WC 5	unklar	ja	SB1, no d.e.l.	(1)
8	WN7/WCE	unklar	ja	SB1, r.v.	(1), (v)
9	WC 5	O 5	nein	r.v.	(1), (2)
11	WC 8	O 7,5	nein		(1), (2)
14	WC 7	unklar	ja	SB1, no d.e.l.	(v)
19	WC 4pd	O 9,6	nein	CWB	(5)
20a	WN7/WC	WN6ha	nein	CWB	(6)
30	WC 6	O 6-8	nein		(1), (2)
30a	WO 4	O 5-5,5	nein		(1)
31c	WC 6	unklar	nein	a, d.e.l.	(v)
32	WC 5	unklar	nein	d.e.l.	(v)
38b	WC 7	unklar	nein	a, d.e.l.	(v)
39	WC 7	unklar	ja	d.e.l.	(v)
41	WC 5	unklar	nein	d.e.l.	(v)
42	WC 7	O 7 V	nein		(1), (2)
48	WC 6	O 9,5	nein	evtl. dritte Komponente	(1), (v)
48b	WC 8ed	unklar	nein	oft mit WR 48a verwechselt	(v)
50	WC 7	unklar	ja	SB2	(v)
65	WC 9d	unklar	ja	d.e.l.	(v)
69	WC 9d	unklar	ja	d.e.l.	(v)
70	WC 9vd	B O I	nein	SB2	(v)
77	WC 8	unklar	nein	a, d.e.l.	(v)
79	WC 7	O 5-8	nein		(1), (2)
86	WC 7	B 0 I-III	ja	visueller Doppelstern	(v)
93	WC 7	O 7-9	nein	SB2	(v)
98	WN8/WC7	unklar	ja	SB1	(v)
98a	WC 8-9vd	unklar	nein	CWB	(v)
102f	WC 8	unklar	nein		(v)
103	WC 9d	unklar	ja	SB1, d.e.l.	(v)
104	WC 9d	B 0,5 V	ja	SB2, Staubschnecke	(v)
112	WC 9d	unklar	nein	d.e.l., Staubschnecke	(3), (v)
113	WC 8d	O 8-9 IV	ja	SB2	(2), (v)
114	WC 5	unklar	ja	d.e.l.	(v)
125	WC 7ed	O 9 III	ja	SB2	(v)
132	WC 6	unklar	ja	SB1	(v)
137	WC 7pd	O 9	ja	SB2	(2), (v)
140	WC 7pd	O 4-5	nein	SB2	(2), (v)
143	WC 4	unklar	ja	d.e.l.	(v)
145	WN7/WCE	O 7 V	ja	SB1, r.v.	(4), (v)
146	WC 6	O 8	nein	CWB, evtl. weitere Komp.	(v)
153ab	WN6/WCE	O 6 I	nein	SB2, evtl. weitere Komp.	(1), (2), (v)

Abkürzungen:

a absorption lines
d.e.l. deluted emission lines
r.v. radial velocities
SB1 single-line spectroscopic binary
SB2 double-line spectroscopic binary
CWB colliding wing binary

Quellen:

(v) van der Hucht (2001)
(1) Pourbaix et al. (2004)
(2) Cherepashchuk & Karetnikov (2003)
(3) Williams (2008)
(4) Muntean et al. (2009)
(5) Williams et al. (2009)
(6) Nazé et al. (2008)

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Analyse von Einzelsternen. Allerdings wurden Sterne, die nur aufgrund schwächerer Emissionslinien als Doppelstern eingestuft sind, ebenfalls als Einzelstern analysiert, da das „d.e.l.“-Kriterium allenfalls als Verdachtsmoment, aber keineswegs als hinreichend angesehen werden kann. Auch SB1-Doppelsterne wurden als Einzelsterne analysiert, da ihre Partner deutlich leuchtschwächer sind und so die „Verunreinigung“ des Spektrums klein genug für eine Analyse als Einzelstern sein sollte. In Tabelle 4.2 ist eine Übersicht aller WC- und WN/WC-Sterne aus van der Hucht (2001) zu finden, die mindestens ein Doppelsternkriterium erfüllen. Analysiert wurden dabei alle Sterne, die die zuvor genannten Kriterien erfüllten, sofern Spektrenmaterial zur Verfügung stand. Zusätzlich wurden einige wenige SB2-Sterne als Einzelsterne analysiert, um herauszufinden, ob und wie sich dies auf die Fitparameter auswirkt. Tatsächlich wird sich zeigen, dass es einen Bereich geben könnte, in dem sich fälschlicherweise als Einzelstern eingestufte Doppelsterne wiederfinden.

4.3 Fitresultate

Durch die Zuordnung jedes Sterns zu einem Gittermodell werden die in das Modell einfließenden physikalischen Parameter nun auch dem entsprechenden Stern zugeordnet, womit die Berechnung weiterer, abgeleiteter Größen möglich ist. Diese werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt und diskutiert. Zu beachten ist dabei, dass durch die Gitteranalyse, also den Verzicht auf eine individuelle Modellierung für jeden einzelnen Stern, die ermittelten Werte für ein einzelnes Objekt je nach Fitqualität unter Umständen nur eine grobe Abschätzung liefern. Die Fitqualität und die individuellen Besonderheiten der einzelnen Sterne werden im Abschnitt 4.4 diskutiert. Nachfolgend werden nun die verschiedenen Aspekte der Analyse vorgestellt und auch auf eventuelle Grenzen und Problematiken hingewiesen.

4.3.1 Modellparameter

Wie bereits im Abschnitt 4.1 erwähnt, unterscheidet sich die chemische Zusammensetzung zwischen WN- und WC-Sternen. Zwar werden in dieser Arbeit keine WN-Sterne analysiert, wohl aber die Transitfälle WN/WC, die sich in der chemischen Zusammensetzung von reinen WC-Sternen z.T. deutlich unterscheiden. Hierfür wurden daher zwei zusätzliche Gitter berechnet, deren chemische Zusammensetzung auf denen des WNE-Grids aus Hamann et al. (2006) basiert, allerdings mit erhöhtem Kohlenstoffanteil.

Da dieser auch bei den WC-Sternen nicht völlig identisch ist, wenngleich auch die Unterschiede hier nicht ganze Größenordnungen betreffen, wurden zusätzlich Kontrollgitter für das primäre WC-Gitter gerechnet, die einen deutlich höheren bzw. niedrigeren Kohlenstoffanteil haben. Dabei handelt es sich sozusagen um eine grobe Ausweitung des WC-Gitters in eine dritte Dimension, nämlich den Kohlenstoffanteil X_C . Der Schritt um jeweils 20% ist natürlich in den allermeisten Fällen zu groß, um Modelle liefern zu können, die ein beobachtetes Spektrum gut reproduzieren, doch das ist auch nicht die Funktion der Kontrollgitter. Vielmehr dienen die Spektren der Kontrollgitter dazu, den Effekt des verringerten bzw. erhöhten Anteils im Spektrum zu zeigen, was bei kleinen Schritten um wenige Prozentpunkte kaum möglich wäre. Alle Gitter mitsamt ihren Unterschieden sind in der Tabelle 4.3 aufgelistet. Die Parameter des primären WC-Gitters sind identisch mit denen des Gitters von Barniske et al. (2006), auf dem dieses Gitter auch direkt aufbaut.

In allen verwendeten Modellgittern wurde ein Beta-Law (s. Abschnitt 3.1) mit $\beta = 1$ benutzt. Die Endgeschwindigkeit v_∞ liegt bei 2000 km/s für WC-Modelle und 1600 km/s für WN/WC-Modelle. Dieselben Werte wurden bereits bei früheren Gitteranalysen von WC-Sternen (Koesterke & Hamann 1995) bzw. WN-Sternen (Hamann et al. 2006) benutzt. Der WC-Wert von 2000 km/s stimmt grob mit dem von van der Hucht (2001) angegebenen Mittelwert für die Subtypen WC 5-7 überein. Da die meisten Sterne des Typs WC 9 deutlich schmalere Linien aufweisen, wurden hierfür zusätzlich einige Modelle mit 1600 km/s und 1000 km/s gerechnet, die die Linienbreiten dieser Sterne deutlich besser reproduzierten.

Tabelle 4.3 – Verwendete Modellgitter für die WC-Sternanalyse

Bezeichnung	X_{He}	X_{C}	X_{N}	X_{O}	X_{G}^\dagger	v_∞	D
Standardgitter (WC)	54,84%	40%		5%	0,16%	2000 km/s	10
kohlenstoffreicher	34,84%	60%		5%	0,16%	2000 km/s	10
kohlenstoffärmer	74,84%	20%		5%	0,16%	2000 km/s	10
Übergangsmodegitter 1	98,26%	0,1%	1,5%		0,14%	1600 km/s	4
Übergangsmodegitter 2	93,36%	5%	1,5%		0,14%	1600 km/s	4

[†] Künstliches Modellatom für Eisengruppenelemente (G: Generic)

4.3.2 Helligkeitskalibration

Um für Sterne ohne bekannte Entfernung die Leuchtkraft L_* bestimmen zu können, muss eine Annahme über die absolute Helligkeit M_v gemacht werden. Da sich die Spektren innerhalb eines WC-Subtyps in den meisten Fällen nur wenig unterscheiden, ist die übliche Annahme, dass auch M_v zumindest in grober Näherung innerhalb eines Subtyps gleich bleibt. Hat man also einen oder besser mehrere Sterne eines Subtyps mit bekanntem Entfernungsmodul, so lässt sich über die umgestellte Gleichung (4.10) die absolute Helligkeit für diese Sterne ermitteln:

$$M_v = m_v - \text{D.M.} - A_v \quad (4.13)$$

Der Mittelwert aller so erhaltenen M_v -Werte wird dann als Standardwert für alle Sterne des gleichen Subtyps ohne bekannte Entfernung benutzt. Wie an den in Abbildung 4.9 dargestellten Resultaten zu sehen, ist die Streuung der absoluten Helligkeit innerhalb mancher Subtypen allerdings beträchtlich, so dass die entsprechend ermittelten Leuchtkräfte für diese unter Vorbehalt stehen. Da die Leuchtkraft insbesondere die Position des Sterns im Hertzsprung-Russell-Diagramm maßgeblich mitbestimmt, werden in den in Abschnitt 5.2 diskutierten HR-Diagrammen solche Sterne mit kleineren Symbolen dargestellt. Ob die Schwankungen bei den M_v -Werten tatsächliche Leuchtkraftunterschiede widerspiegeln, lässt sich nicht beantworten, sie könnten genauso aus den Unsicherheiten in der Entfernungsbestimmung resultieren.

Bei den beiden betrachteten WO-Sternen konnte für beide eine Entfernung angesetzt werden, die entsprechende absolute Helligkeit wurde hier dann auch für WR 102 verwendet. Für die WN/WC-Übergangstypen ist die Situation noch problematischer, da nicht

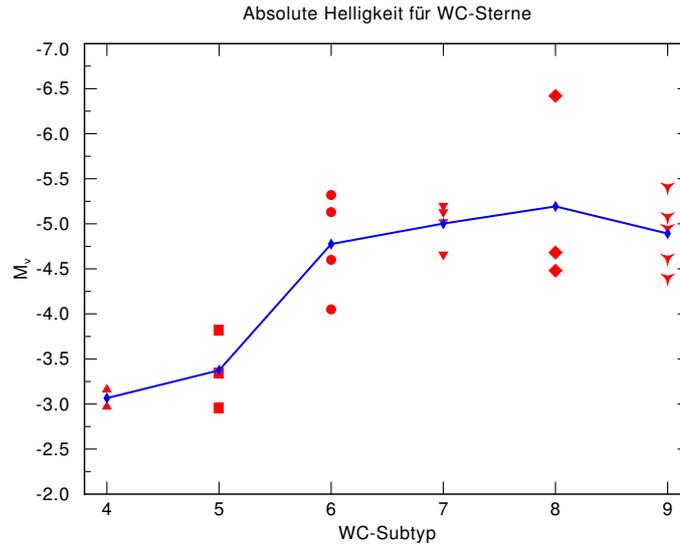


Abbildung 4.9 – Helligkeitskalibration für WC-Subtypen

klar ist, welche Sterne man hier zur Kalibration heranziehen könnte. In Frage kämen zum einen wieder WN/WC-Sterne mit bekannter Entfernung, hier stellt sich dann aber die berechnete Frage, ob man diese wirklich als einen einheitlichen Subtyp zusammenfassen kann. Alternativ könnte man, da bis auf WR 126 die Spektren eher einen WN-Charakter haben, die Kalibration über Sterne mit entsprechendem WN-Spektrum bzw. -Subtyp vornehmen. Beide Methoden führen zu Leuchtkräften, die mit Vorsicht zu betrachten sind. Da die WN/WC-Sterne in der R_t - T_* -Ebene weit auseinander liegen, wurde die Kalibration über den WN-Subtyp verwendet. Die Zahlenwerte sind zusammen mit den Werten für die WC-Subtypen in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Tabelle 4.4 – Mittlere absolute Helligkeiten der WC-Subtypen

Subtyp	M_v [mag]
WC4	-3,06
WC5	-3,37
WC6	-4,77
WC7	-5,00
WC8	-5,19
WC9	-4,89
WN4/WCE [†]	-3,84
WN7/WCE [†]	-5,67

[†] aus WN-Kalibration von Hamann et al. (2006) entnommen

Hat man die Helligkeitskalibration vorgenommen, ergibt sich über

$$D.M. = m_v - M_v - A_v \quad (4.14)$$

nun ein Wert für das Distanzmodul, so dass die Leuchtkraft nun bestimmt werden kann.

4.3.3 Subtypenverteilung

In dieser Arbeit wurden insgesamt über 50 Spektren analysiert und Gittermodellen zugeordnet. Die Ausgangsdatenlage war dabei je nach Subtyp sehr unterschiedlich. Die Anzahl der pro Subtyp untersuchten Sterne kann Tabelle 4.5 entnommen werden. Die zum Vergleich ausgewerteten Doppelsterne sind in diesen Zahlen mit eingeschlossen.

Tabelle 4.5 – Subtypstatistik

Subtyp	Anzahl
WN/WC	6
WO	2
WC4	4
WC5	6
WC6	8
WC7	10
WC8	5
WC9	14

Auch die zugeordneten Modelle verteilten sich sehr unterschiedlich über das Gitter und zwischen den Subtypen. Alle Modelle, die verwendet wurden, sind inklusive der Angabe wie oft und für welche Subtypen sie genutzt wurden in Tabelle 4.6 aufgelistet. In einigen Fällen, insbesondere bei den Übergangstypen, den WO-Sternen sowie dem Subtyp WC9, wurden ggf. Modelle verwendet, die in einem oder mehreren Parametern vom Standardgitter abweichen, allerdings wird diese Unterscheidung in der Tabelle nicht gekennzeichnet. Alle Ausnahmen und Sondergruppen werden in den nachfolgenden Abschnitten noch vorgestellt und diskutiert.

Tabelle 4.6 – Modellstatistik

Modell	Nutzungen	Subtypen
05-11	4	WC9
06-12	2	WC9
06-13	7	WC9
07-11	1	WN8/WC7
07-12	2	WC8, WN7/WCE
08-13	1	WN7/WCE
09-09	1	WC5/WN
09-14	2	WC8
09-15	1	WC8
10-15	6	WC6, WC7
11-15	1	WN7/WCE
11-16	12	WC5, WC6, WN4/WCE
12-17	2	WC5
13-18	1	WC4
14-19	2	WC4
15-20	1	WC4
19-17	1	WO2
19-18	1	WO2

4.3.4 Verteilung in der R_t - T_* -Ebene

Um übergreifende Trends und Häufungen von bestangepassten Modellen sichtbar zu machen, bietet sich eine Markierung der verwendeten Modelle in einem Gitterplot an. Die R_t - T_* -Darstellung hat den großen Vorteil, dass sie direkt die Basisparameter der Modelle darstellt und keinerlei Größen verwendet, die z.T. zusätzliche Annahmen mit entsprechenden Unsicherheiten benötigen, wie z.B. Entfernung, Leuchtkraft oder Masse. In Abbildung 4.10 wird für jeden Stern das benutzte Modell mit einem Symbol markiert, wobei nach dem WC-Subtyp unterschieden wird. Wird das gleiche Modell für einen Stern des gleichen Subtyps noch einmal verwendet, wird die Position des Modells ein weiteres Mal markiert, so dass auch entsprechende Häufungen bei einzelnen Modellen sichtbar gemacht werden können. Die Häufungen sind dabei natürlich in Abhängigkeit von der Gesamtzahl der für diesen Subtyp betrachteten Sterne zu sehen, entsprechend ergibt sich für die Subtypen WC4 und WC8 durch die geringe Sternanzahl kein besonders herausragendes Modell.

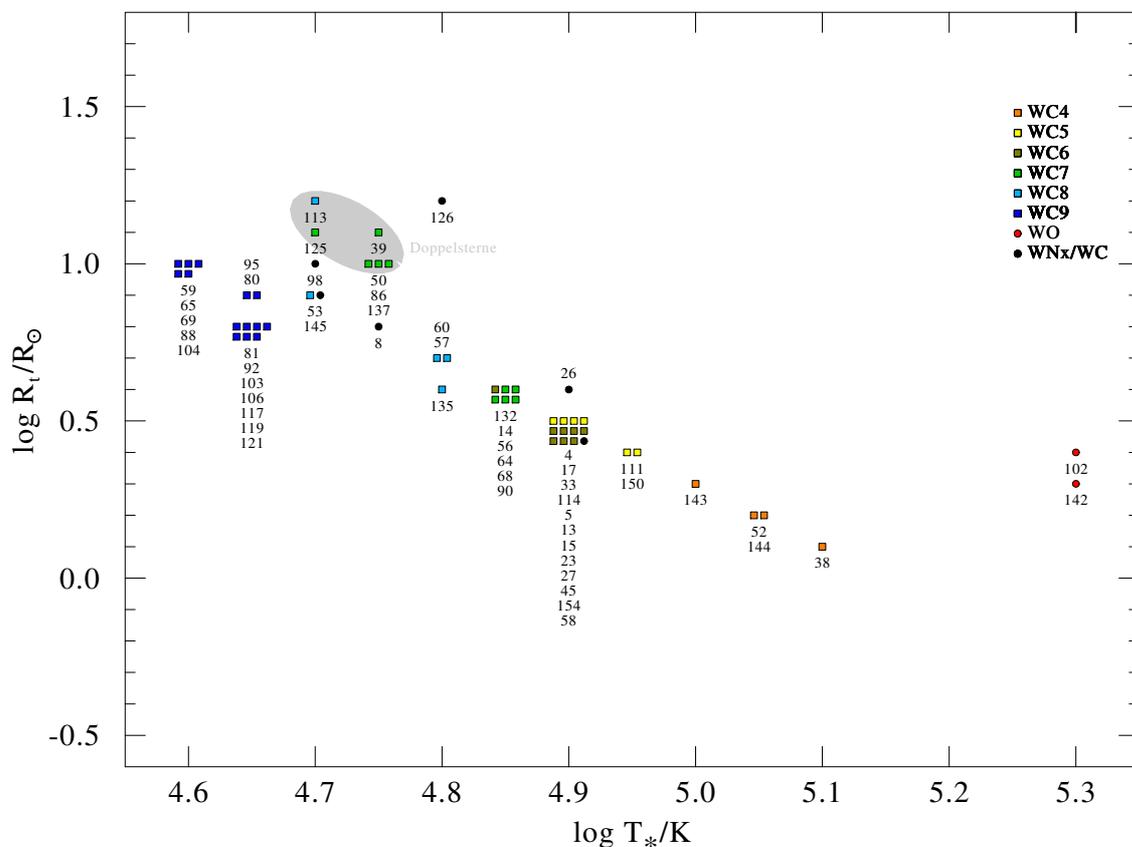


Abbildung 4.10 – Verteilung der best-angepassten Modelle in der R_t - T_* -Ebene, nach Subtyp aufgeschlüsselt. Die Ziffern an den Symbolen entsprechen den WR-Nummern nach van der Hucht (2001)

Bereits auf den ersten Blick ist deutlich ein Trend zu erkennen, bei dem sich die WC-Subtypen weitgehend entlang einer Diagonale anordnen. Im kühleren Bereich gibt es scheinbar Ausnahmen mit Sternen des Typs WC7 und WC8, die einen geringeren Wert für R_t aufweisen als die anderen Sterne ihres Subtyps. Ein Vergleich dieser Sterne mit Tabelle 4.2 enthüllt schnell, dass es sich in diesen Fällen jeweils um Doppelsterne handelt.

Die einzelnen Fälle werden in Abschnitt 4.4.2 im Rahmen der Einzelsternkommentare betrachtet. Entfernt man alle Doppelsterne aus der Grafik, so ergibt sich die Abbildung 4.11, in der die Gruppe der Sterne mit geringerem R_t bei kühlen Temperaturen nun vollständig verschwindet.

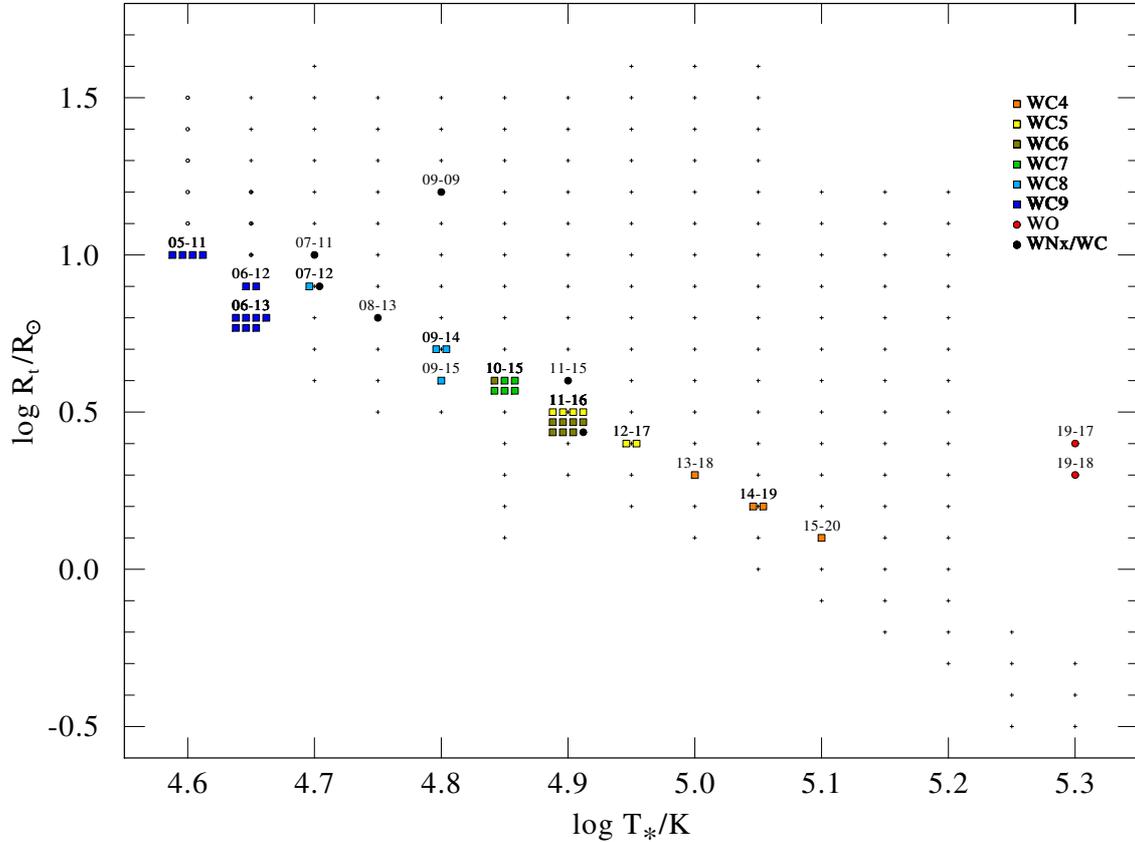


Abbildung 4.11 – Verteilung der best-angepassten Modelle in der R_t - T_* -Ebene mit markiertem Standardgitter, ohne Doppelsterne. Eingetragen sind zudem die Modellbezeichner der verwendeten Modelle.

Neben den ohnehin anders gearteten Übergangsmodellen und dem Sonderfall WR 126 (s. Abschnitt 4.5.7) sowie den WO-Sternen ordnen sich nun alle WC-Subtypen entlang einer Sequenz, die einer Diagonalen im Gitter entspricht und nur bei den kühlen Sternen des Typs WC 9 leicht „abknickt“. Die WC-Sterne ordnen sich also offenbar weitestgehend in einem eindimensionalen Unterraum des R_t - T_* -Parameterraumes an. Zumindest eine Sorte von Doppelsternen lässt sich durch eine deutliche Abweichung davon identifizieren, nämlich scheinbar, d.h. bei irrtümlichem Einzelsternfit, durch niedrigere R_t -Werte und für den Subtyp zu kleinen Temperaturen. An die Stelle des schwammigen und daher verworfenen Kriteriums der geschwächten Emissionslinien (engl. diluted emission lines) tritt nun - zumindest für WC-Sterne - ein quantifizierbares und, nach der bisherigen Datenlage, relativ eindeutiges Kriterium.

Wie man in Abbildung 4.11 deutlich sehen kann, ordnen sich die WC-Sterne – mit leichter Abweichung für den Subtyp WC 9 – in der $\log R_t$ - $\log T_*$ -Ebene auf einer Linie an, die durch die Relation

$$R_t \cdot T_*^2 = \text{const.} \quad (4.15)$$

beschrieben wird. Diese entspricht der schon im Abschnitt 4.1.2 diskutierten Entartungsrelation (4.3) für heiße und sehr dichte Sternwinde, entlang derer sich die Spektren nicht mehr unterscheiden sollten. Allerdings gilt nach bisheriger Auffassung diese Entartung erst ab $\log(R_t/R_\odot) \leq 0.4$, womit nur der Subtyp WC 4 und wenige WC 5-Sterne betroffen sein sollten. Allein zeigen auch die Spektren auf einer Linie in diesem Entartungsbereich noch leichte Unterschiede. Natürlich ist die Fitqualität der Spektren im Einzelfall unterschiedlich und eine Feinanalyse mit Parameterwerten auch unterhalb der Gitterauflösung würde sicherlich eine gewisse Verbreiterung der Trendlinie bringen, dennoch ist der übergreifende eindimensionale Trend nicht zu verkennen.

Setzt man den Zusammenhang zwischen Leuchtkraft, Temperatur und Radius (3.8) in die Definition von R_t (4.1) ein und nutzt die Relation (4.15), so ergibt sich für alle Gittermodelle auf einer Diagonalen die gleiche Massenverlustrate \dot{M} , da L , v_∞ und D im Gitter konstant gelassen werden und die Temperatur T_* nicht mehr vorkommt:

$$R_t \cdot T_*^2 \propto L_*^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\dot{M} \sqrt{D}}{v_\infty} \right)^{-\frac{2}{3}} = \text{const.} \quad (4.16)$$

Um die tatsächlichen Leuchtkraft der Sterne zu ermitteln, wird für jeden untersuchten WC-Stern die spektrale Energieverteilung des verwendeten Modells entsprechend skaliert, dass sie bekannte Photometriemarken – b und v im optischen sowie J , H und K im IR-Bereich – und, sofern vorhanden, absolut kalibrierte Spektren reproduziert. Dazu ist eine unabhängige Entfernungsbstimmung nötig, die entsprechend aus den in Abschnitt 4.2.2 diskutierten Methoden ermittelt wird. Lässt man die Leuchtkraft in (4.16) wieder als freien Parameter zu, ergibt sich eine Relation zwischen Leuchtkraft L_* und Massenverlust \dot{M}

$$\Rightarrow L_*^{\frac{1}{2}} \propto \left(\frac{\dot{M} \sqrt{D}}{v_\infty} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.17)$$

Quadriert und mit konstant gehaltenem v_∞ und Clumpingfaktor D ergibt sich unmittelbar:

$$L_* \propto \dot{M}^{\frac{4}{3}} \Leftrightarrow \dot{M} \propto L_*^{\frac{3}{4}} \quad (4.18)$$

Diese Massenverlust-Leuchtkraft-Relation für WC-Sterne folgt somit direkt aus der empirischen Analyse. Ihre Gültigkeit ist dabei jeweils auf Untergruppen mit gleichem v_∞ und D beschränkt, was insbesondere eine Separation zwischen WC 9 und den übrigen Subtypen WC 4 bis WC 8 bedeutet. Bei bekannten Werten von L_* und \dot{M} für einen Stern aus einem der Bereiche lässt sich die Relation also für weitere Sterne desselben Bereichs „eichen“ und damit zur Berechnung nutzen, nicht aber für Sterne des jeweils anderen Bereichs.

Vergleich mit früheren Analysen

Die Modellgitteranalyse mit über 50 Sternen bestätigt den von Barniske et al. (2006) und Barniske (2008) bei insgesamt 25 Sternen gefundenen Trend einer eindimensionalen

Subtypensequenz und zeigt, dass sich dieser auch für die bisher kaum bzw. nicht betrachteten Subtypen WC 4 und WC 9 fortsetzt. Zuvor hatte sich dieses Ergebnis bereits bei Hamann et al. (2003) abgezeichnet, dort allerdings mit höheren Temperaturen im Vergleich zu Barniske (2008) und dieser Arbeit. In Abbildung 4.12 sind die Resultate beider früherer Analysen im Modellgitter dargestellt. Gut zu erkennen ist dabei die Verschiebung auf der Temperaturskala, die ausdrücklich nicht nur entlang derselben Diagonalen im Gitter erfolgt ist.

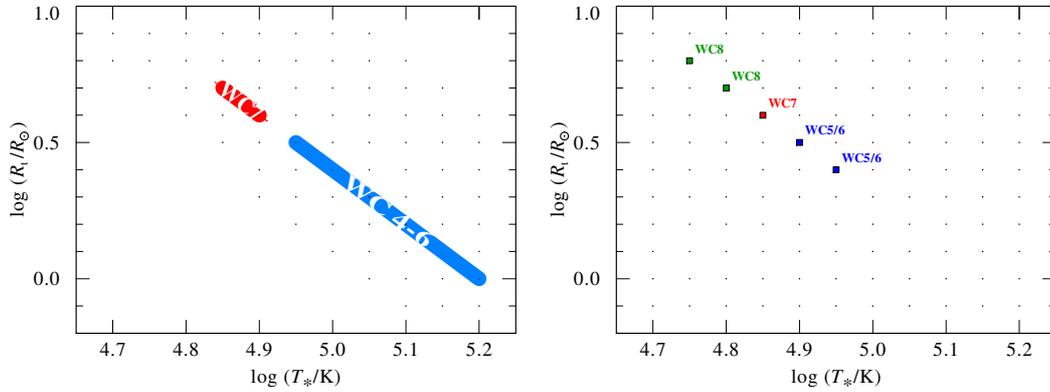


Abbildung 4.12 – Gitteranalysen von Hamann et al. (2003) (l.) und Barniske (2008) (r.)

Bemerkenswert ist außerdem, dass auch in beiden früheren Analysen sich die Subtypen entlang einer Diagonalen im Gitter anordnen, auch hier gilt demnach Gleichung (4.15) für alle betrachteten WC-Sterne. Zudem ist eine klare Sequenz der Subtypen entlang der Trendlinie zu erkennen.

In der Detailanalyse von Koesterke & Hamann (1995) war dies noch nicht der Fall. Wie in Abbildung 4.13 zu erkennen, gab es hingegen eine Trennung in zwei Bereiche, die mit WC-w bzw. WC-s bezeichnet wurden, was schwache (weak) bzw. starke (strong) Emissionslinien kennzeichnete. In beiden aber mischen sich in allen Bereichen die Subtypen, die heißeren WC 5 befinden sich dort sogar mehrheitlich am kühleren Bereichsende. Vermutlicher Grund für diese Diskrepanz dürfte sein, dass die damaligen Modelle nur Helium und Kohlenstoff berücksichtigten und weder Clumping noch Iron-Line-Blanketing enthielten. Die Einführung des Clumping-Faktors D in die Definition des transformierten Radius dürfte daher zumindest teilweise den vertikalen Offset der WC-s-Gruppe gegenüber der heutigen Sequenz erklären. WR 126 fiel bereits in der damaligen Analyse aus dem üblichen Rahmen.

Die Einteilung in WC-w und WC-s ist inzwischen überflüssig, da sich nahezu alle Sterne aus dem weak-Bereich als Doppelsterne herausgestellt haben. WR 86 war bereits damals als visueller Doppelstern bekannt, WR 50 und WR 125 sind inzwischen als SB2 identifiziert (s. Tabelle 4.2) und WR 143 lässt sich als Stern vom Typ WC 4 viel besser mit einem Modell am anderen Ende der Sequenz reproduzieren. Von den damals analysierten Sternen verbleibt also nur WR 39, der jedoch ebenfalls unter starkem Doppelsternverdacht steht, der sich in Anbetracht der übrigen Resultate dieser Arbeit weiter erhärtet. Zwar gibt es einen Temperaturschritt im Gitter bei ca. 56 kK, der nicht von einem WC-Stern besetzt wird, eine separate Trennung in WC-w und WC-s lässt sich daraus aber nicht ableiten, zumal nur wenige Spektren von Einzelsternen des Subtyps WC 8, zu dem dieser

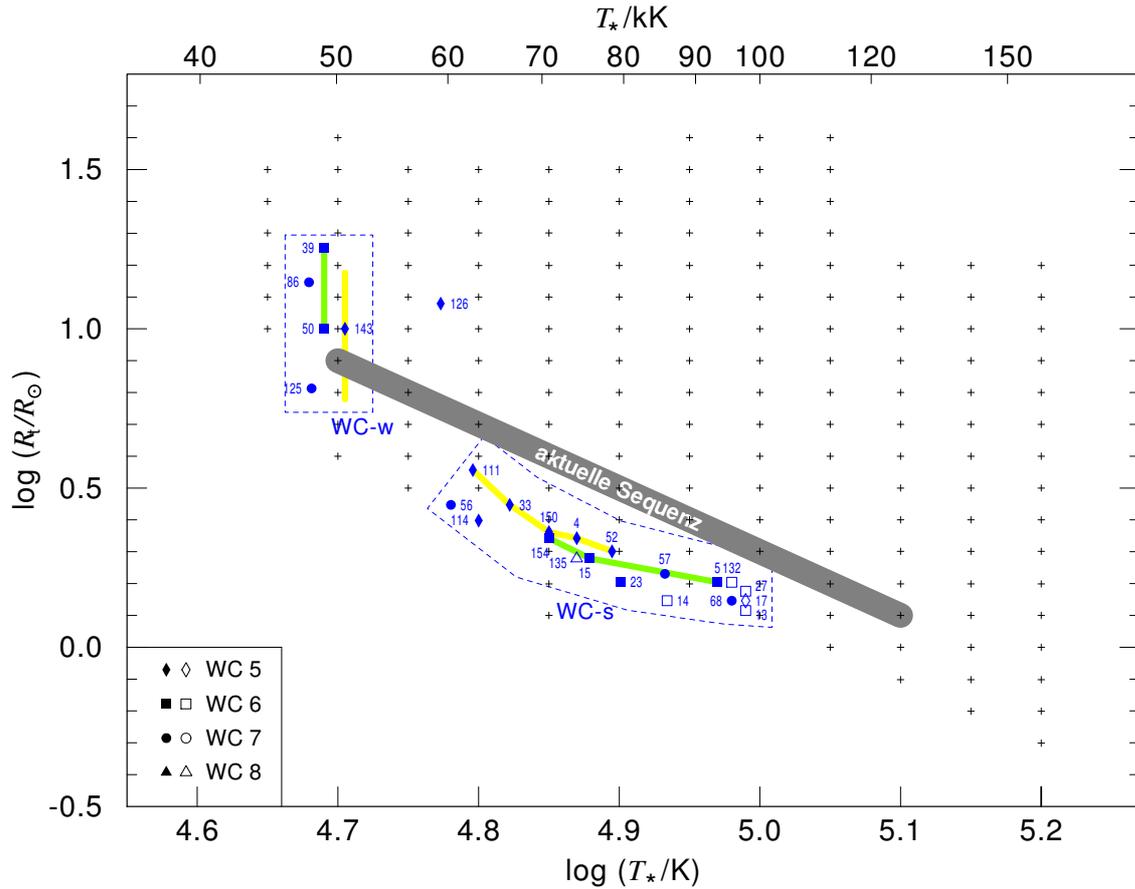


Abbildung 4.13 – Vergleich der Analyse von Koesterke & Hamann (1995) mit dem Trend dieser Arbeit (ohne WC 9)

Bereich wahrscheinlich gehört, zur Verfügung standen.

Die Sterne des Subtyps WC9 hingegen weisen schmalere Linien auf und liegen nicht auf derselben Diagonalen im Gitter, wie die Sterne der restlichen Subtypen, allerdings beschränkt sich dies vollständig auf den Subtyp WC9 und eine w-Kennzeichnung wäre damit redundant. Aufgrund der Eindimensionalität der Frequenz und der inzwischen festgestellten Korrelation zwischen Subtyp und Sequenzabschnitt ist die Subtypeneinteilung daher zur eindeutigen Klassifikation von WC-Einzelsternen vollkommen ausreichend.

4.4 Individuelle Auswertung

Nach einem ersten Blick auf die Resultate und Trends im Modellgitter, wirft dieser Abschnitt nun einen individuellen Blick auf die individuellen Objekte. Nach einer Diskussion der Daten und Resultate für jeden Einzelfall werden besondere Gruppen und Einzelfälle diskutiert.

4.4.1 Berechnung und Diskussion der Sternparameter

Mit der Zuordnung eines Modells zu jedem in der Analyse betrachteten Stern sind bereits T_* und R_t bestimmt. Weitere wichtige Parameter lassen sich direkt aus einfachen, bereits diskutierten Beziehungen berechnen. Mittels Gleichung 3.8 ergibt sich der Radius R_* :

$$R_* = \sqrt{\frac{1}{4\pi\sigma_{\text{SB}}} \frac{L}{T_*^4}} \quad (4.19)$$

Aus dem durch das Modell gegebenen transformierten Radius R_t lässt sich nun bei bekanntem R_* und ebenfalls durch das jeweilige Modell fest vorgegebenen Werten für v_∞ und D die Massenverlustrate \dot{M} berechnen. Umstellen von Gleichung (4.1) liefert dann:

$$\dot{M} = \left(\frac{R_*}{R_t}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{v_\infty}{2500 \text{ km/s}} \frac{10^{-4} M_\odot/\text{yr}}{\sqrt{D}} \quad (4.20)$$

Direkt aus der Reproduktion der spektralen Energieverteilung ergeben sich ferner der Rötungswert E_{b-v} sowie die Leuchtkraft L_* , die sich aus Gitterleuchtkraft plus ggf. nötiger Verschiebung zusammensetzt. Die Ergebnisse für alle Einzelsterne sind in Tabelle 4.7 aufgelistet. Sofern für den Stern ein Entfernungsmodul angenommen wurde, in der Regel aufgrund der Zugehörigkeit zur einer OB-Assoziation, ist dieses ebenfalls angegeben.

Für die Berechnung der aktuellen Masse M_{WC} der Objekte wurde die Masse-Leuchtkraft-Relation von Langer (1989b) verwendet. Der Autor gibt die Gültigkeit mit $5 M_\odot \leq M_{\text{WC}} \leq 40 M_\odot$ an, was, wie der Tabelle zu entnehmen, bei allen betrachteten Sternen erfüllt ist. Die Relation ist auch vom Heliumanteil Y abhängig, der für die Rechnungen stets auf den Standardgitterwert von $Y = 0,55$ gesetzt wurde.

$$\begin{aligned} \log \frac{L_{\text{WC}}}{L_\odot} = & 2,971463 + 2,771634 \log \frac{M_{\text{WC}}}{M_\odot} - 0,487209 \left(\log \frac{M_{\text{WC}}}{M_\odot} \right)^2 \\ & - \left[0,487870 - 0,434909 \log \frac{M_{\text{WC}}}{M_\odot} + 0,093793 \left(\log \frac{M_{\text{WC}}}{M_\odot} \right)^2 \right] \cdot Y \end{aligned} \quad (4.21)$$

Aufgelöst nach M_{WC} lässt sich damit aus der durch den Fit bestimmten Leuchtkraft auch die aktuelle Masse der Sterne bestimmen. Die so erhaltenen Werte sind in Tabelle 4.7 in der Spalte M_{WC} aufgelistet. Die Formel von Langer (1989b) ist allerdings nicht die einzige, auch Schaerer & Maeder (1992) ermittelten basierend auf Modellrechnungen eine Masse-Leuchtkraft-Relation für WNE- und WC-Sterne, die ohne den Parameter Y auskommt:

$$\log \frac{L}{L_\odot} = 3,0321 + 2,6950 \log \frac{M}{M_\odot} - 0,4610 \left(\log \frac{M}{M_\odot} \right)^2 \quad (4.22)$$

Ein Vergleich der Ergebnisse sowie eine, nach Subtypen geordnete, graphische Darstellung der nach (4.21) bzw. (4.22) ermittelten Massenwerte für die untersuchten galaktischen WC-Sterne ist in Abbildung 4.14 zu sehen. Die deutlichen Ausreißer sind dabei die als Einzelsterne analysierten Doppelsterne. In allen Fällen sind die über die Relation von Schaerer & Maeder (1992) erhaltenen Massen stets etwas etwas geringer als die nach Langer (1989b).

Tabelle 4.7 – Parameter von galaktischen WC-Einzelsternen

WR	Subtype	E_{b-v} [mag]	T_* [kK]	$\log R_t$ [R_\odot]	D.M. [mag]	R_* [R_\odot]	M_{WC} [M_\odot]	$\log L$ [L_\odot]	$\log \dot{M}$ [M_\odot/yr]	η
38	WC4	1,11	125,9	0,1	14,0	0,75	9,15	5,1	-4,94	9,05
52	WC4	0,45	112,2	0,2	10,90	0,68	6,68	4,82	-5,15	10,63
143	WC4	1,57	100,0	0,3	10,0	1,00	7,71	4,95	-5,05	9,86
144	WC4	1,6	112,2	0,2	9,8	0,67	6,54	4,8	-5,16	10,75
126	WC5/WN	0,95	63,1	1,2	13,22	4,35	13,71	5,43	-5,44	1,33
4	WC5	0,6	79,4	0,5		1,78	8,64	5,05	-4,97	9,32
17	WC5	0,31	79,4	0,5		1,49	7,29	4,9	-5,09	10,16
33	WC5	0,6	79,4	0,5		1,71	8,35	5,02	-5,00	9,49
111	WC5	0,33	89,1	0,4	9,85	1,26	7,71	4,95	-5,05	9,87
114	WC5	1,17	79,4	0,5	11,5	1,92	9,37	5,12	-4,92	8,96
150	WC5	0,8	89,1	0,4		1,49	9,15	5,1	-4,94	9,06
5	WC6	0,85	79,4	0,5		3,54	18,42	5,65	-4,52	6,60
13	WC6	1,21	79,4	0,5		3,34	17,19	5,6	-4,56	6,79
15	WC6	1,23	79,4	0,5	12,0	4,46	24,65	5,85	-4,37	5,88
23	WC6	0,5	79,4	0,5	12,55	3,54	18,42	5,65	-4,52	6,60
27	WC6	1,5	79,4	0,5		3,42	17,66	5,62	-4,55	6,72
45	WC6	1,44	79,4	0,5		3,34	17,19	5,6	-4,56	6,79
132	WC6	1,15	70,8	0,6	13,16	3,15	12,38	5,35	-4,75	7,83
154	WC6	0,78	79,4	0,5	12,2	2,37	11,64	5,3	-4,79	8,07
14	WC7	0,65	70,8	0,6	11,50	4,45	18,42	5,65	-4,52	6,59
56	WC7	0,7	70,8	0,6		4,45	18,42	5,65	-4,52	6,59
64	WC7	1,26	70,8	0,6		3,34	13,19	5,4	-4,71	7,61
68	WC7	1,4	70,8	0,6	13,00	3,54	14,07	5,45	-4,67	7,40
90	WC7	,43	70,8	0,6	10,95	5,61	24,65	5,85	-4,37	5,87
53	WC8d	0,75	50,1	0,9		7,07	14,07	5,45	-4,67	7,41
57	WC8	0,34	63,1	0,7		4,72	15,02	5,5	-4,64	7,19
60	WC8	1,45	63,1	0,7	10,90	2,81	8,64	5,05	-4,97	9,31
135	WC8	0,4	63,1	0,6	11,2	3,75	11,64	5,3	-4,64	11,39
59	WC9d	2,0	39,8	1,0		5,94	7,29	4,9	-5,03	9,18
65	WC9d	1,6	39,8	1,0	12,57	6,67	8,16	5,0	-4,96	8,67
69	WC9d	0,55	39,8	1,0		7,93	9,71	5,15	-4,85	7,95
80	WC9d	1,8	44,7	0,9		4,99	7,71	4,95	-5,00	8,90
81	WC9	1,6	44,7	0,8		6,28	9,71	5,15	-4,70	11,20
88	WC9	1,4	39,8	1,0		8,40	10,30	5,2	-4,81	7,73
92	WC9	0,52	44,7	0,8		6,66	10,30	5,2	-4,86	4,25
95	WC9d	1,7	44,7	0,9	11,61	5,29	8,16	5,0	-4,86	13,51
103	WC9d	0,52	44,7	0,8		5,93	9,15	5,1	-4,94	4,50
106	WC9d	1,2	44,7	0,8		6,28	9,71	5,15	-4,90	4,38
117	WC9d	0,9	44,7	0,8		5,93	9,15	5,1	-4,94	4,50
119	WC9d	0,9	44,7	0,8		6,28	9,71	5,15	-4,90	4,38
121	WC9d	1,40	44,7	0,8		6,28	9,71	5,15	-4,90	4,38
8	WN7/WCE	0,72	56,2	0,8	12,7	6,67	17,19	5,6	-4,46	6,88
26	WN7/WCE	1,36	79,4	0,6		5,00	28,82	5,95	-4,35	3,98
58	WN4/WCE	0,55	79,4	0,5		1,99	9,71	5,15	-4,80	8,91
98	WN8/WC7	1,6	50,1	1,0		8,02	16,28	5,56	-4,64	4,98
145	WN7/WCE	1,86	50,1	0,9	9,83	5,95	11,64	5,3	-4,68	8,17
102	WO2	1,1	199,5	0,4	12,66	0,69	23,92	5,83	-5,04	3,31
142	WO2	1,43	199,5	0,3	10,45	0,59	19,76	5,7	-4,99	5,04

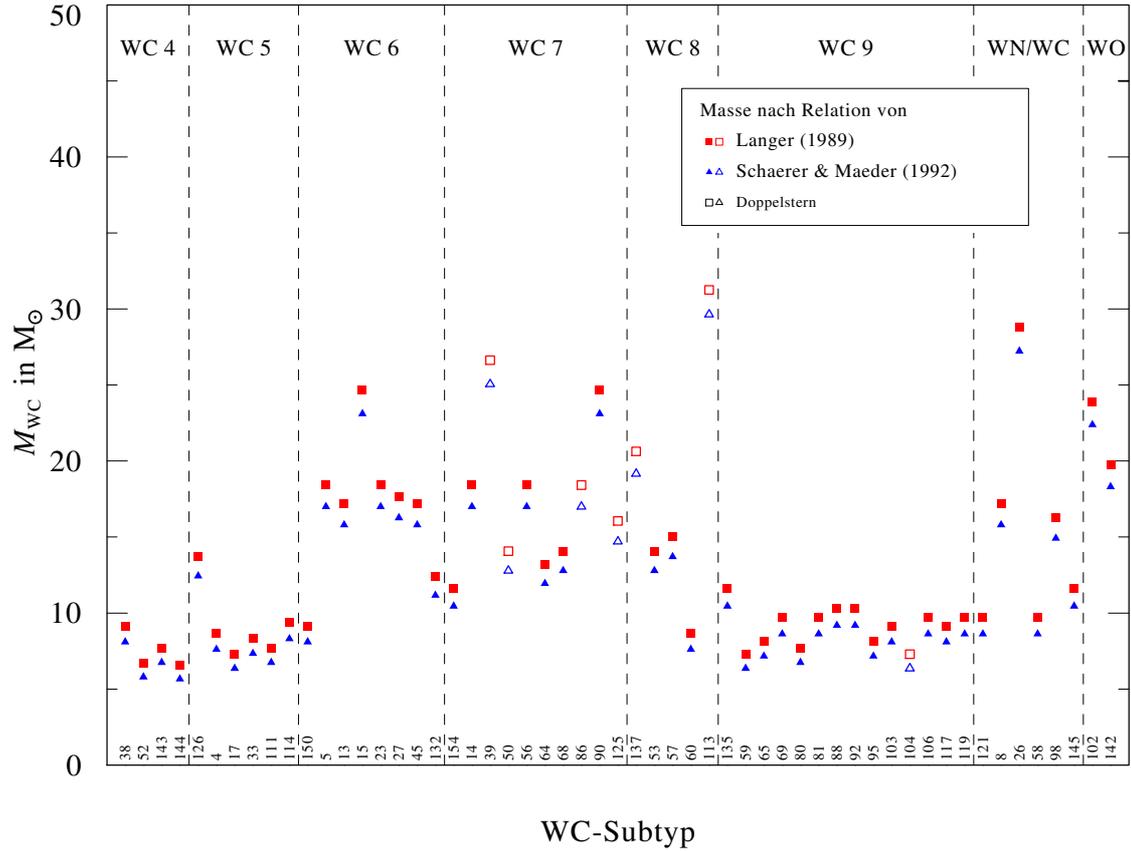


Abbildung 4.14 – Aus den Leuchtkräften berechnete Massen der WC-Sterne nach den Relationen von Langer (1989b) sowie Schaerer & Maeder (1992)

Die in der letzten Spalte von Tabelle 4.7 aufgelistete *Windeffizienz* η ist definiert als Quotient der Windimpulsrate[‡] $\dot{M}v_{\infty}$ und des Strahlungsimpulses, i.e. die Leuchtkraft L geteilt durch die Lichtgeschwindigkeit c :

$$\eta := \frac{\dot{M}v_{\infty}}{L/c} \quad (4.23)$$

Dieser Wert bilanziert also den Impuls des Windes im Verhältnis zu dem des Strahlungsfeldes und gibt damit einen Hinweis darüber, ob der Wind ausschließlich strahlungsgetrieben ist. Im Falle von $\eta = 1$ kann der Wind durch das Strahlungsfeld getrieben werden, wenn jedes Photon genau einmal gestreut wird. Bei $\eta > 1$ ist dazu Mehrfachstreuung nötig, jedes Photon müsste im Mittel nun genau η Streuprozesse durchlaufen, damit der Wind vollständig strahlungsgetrieben ist. Nach längeren Diskussionen ist Mehrfachstreuung bei WR-Sternen inzwischen eine akzeptierte Erklärung, auch weil die hydrodynamisch-selbstkonsistente Beispielrechnung von Gräfener & Hamann (2005) einen Wert von $\eta = 2,54$ lieferte. Ein Blick auf die Tabelle 4.7 zeigt allerdings, daß bei dieser Analyse die meisten Sterne einen η -Wert zwischen 5 und 10 aufweisen, womit sie noch

[‡]Die Windimpulsrate $\dot{M}v_{\infty}$ wird zuweilen auch als Windmoment bezeichnet, in Analogie beispielsweise zur deutschen Begriffsbildung für das Drehmoment als zeitliche Ableitung des Drehimpulses, nicht zu verwechseln mit dem englischen Begriff *momentum*, der einfach den Impuls bezeichnet.

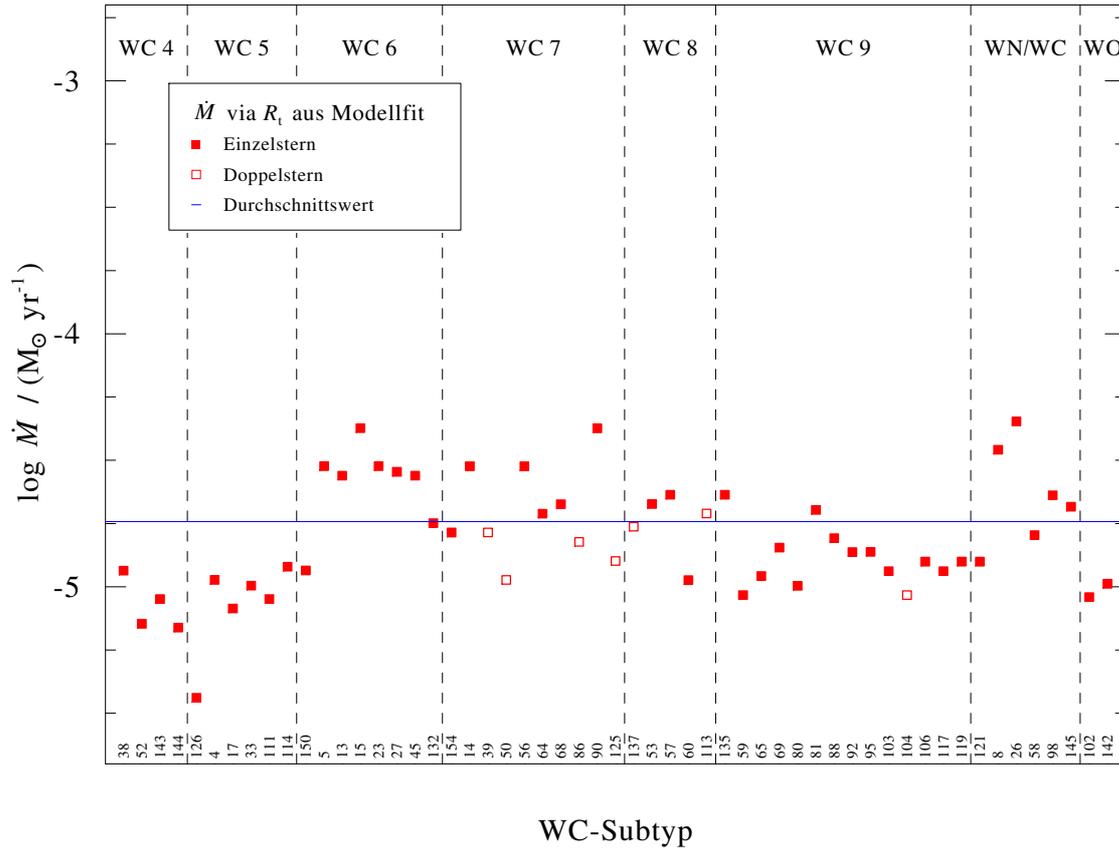


Abbildung 4.15 – Berechnete Massenverluste der WC-Sterne im Überblick, sortiert nach Subtyp

ein Stück höher liegen als bei den von Hamann et al. (2006) analysierten (galaktischen) WN-Sternen.

Eine Fehlerquelle, die dazu führen kann, dass einzelne η -Werte zu groß werden, ist die einheitliche Windgeschwindigkeit im Modellgitter von $v_{\infty} = 2000 \text{ km/s}$. Da η linear mit v_{∞} skaliert, kann dies bei Sternen mit schmalen Emissionslinien, die auf geringere Werte für v_{∞} hindeuten, zu einer Überschätzung der Windeffizienz führen. Tendenziell sind davon vor allem die späten Subtypen betroffen, vor allem Sterne des Subtyps WC 9. Für diese wurden daher in der Analyse auch, sofern passend, Modelle mit $v_{\infty} = 1600 \text{ km/s}$ und $v_{\infty} = 1000 \text{ km/s}$ verwendet, dennoch ergeben sich Werte bis hin zu $\eta \approx 14$. Ob Mehrfachstreuung in einer derartigen Größenordnung in der Sternatmosphäre möglich ist, ist fraglich. Sollten die eigentlichen Modellparameter aber zutreffen, könnte es sein, dass der Sternwind noch durch einen anderen, bisher unbekanntem Mechanismus getrieben wird.

Die Massenverlustraten \dot{M} sind nicht nur ein Parameter der jeweiligen Sternatmosphäre, sondern beschreiben auch die Anreicherung des umgebenden Materials durch den Stern und sind damit auch für andere Bereiche der Astrophysik interessant. Abbildung 4.15 zeigt die Absolutwerte von \dot{M} für jeden analysierten Stern, jeweils gruppiert nach Subtyp. Dabei wird deutlich, dass es keine Korrelation zwischen Massenverlust und Sub-

typ zu geben scheint, vielmehr liegt \dot{M} für alle im selben Bereich mit Ausnahmen für die Typen WC 6 und vor allem WC 7, bei denen mehrere Objekte höhere Massenverlustwerte zeigen.

Neben der individuellen Modellierung eines Sterns gibt es auch aus Beispielrechnungen und Entwicklungsmodellen gewonnene Relationen, die \dot{M} aus anderen Sternparametern ableiten. Ausgehend von der über (4.21) berechneten Masse, stellt Langer (1989a) folgenden Zusammenhang zwischen Massenverlust und Sternmasse her:

$$\frac{\dot{M}}{M_{\odot}/\text{yr}} = 0,8 \cdot 10^{-7} \left(\frac{M_{\text{WR}}}{M_{\odot}} \right)^{2,5} \quad (4.24)$$

Nugis & Lamers (2000) stellten eine Berechnungsformel auf, wobei sie implizit die Berechnungsformel für die Massen nach Schaerer & Maeder (1992) nutzen. In ihre so erhaltene \dot{M} - L -Relation gehen zudem sowohl der Heliumanteil Y , als auch der Anteil schwererer Elemente Z in der Sternatmosphäre als freie Parameter ein. Für die Modelle des WC-Standardgitters gilt dabei $Y = 0,55$ und $Z = 0,45$.

$$\log \dot{M} = -8,30 + 0,84 \log L + 2,04 \log Y + 1,04 \log Z \quad (4.25)$$

Im \dot{M} - L -Diagramm (Abbildung 4.16) wird neben den Werten für den Massenverlust auch die Leuchtkraft eingetragen, doppelt logarithmisch. Die Relation (4.25) ergibt dort für feste Werte von Y und Z eine Gerade. Zum Vergleich sind die Relationen für WNL- und WNE-Sterne sowie die WC-Relation bei einem Kohlenstoffanteil von 60% ($Y = 0,35$, $Z = 0,65$) angegeben. Die durch den Fit ermittelten Werte zeigen eine gute Übereinstimmung mit der 40%-Linie für die meisten Sterne, deutliche Abweichungen ergeben sich vor allem für den schon erwähnten Subtyp WC 7 und die beiden WO-Sterne, die auf bzw. jenseits der 60%-Linie liegen, was bei den WO-Sternen durch ihren höheren Sauerstoff- und geringeren Heliumanteil zu erwarten war. Die weniger starken, aber dennoch deutlich werdenden Abweichungen bei den WC 9-Sternen auf der anderen Seite sind hingegen nicht mit einem geringeren Kohlenstoffanteil zu erklären, selbst bei nur 20% Kohlenstoff verschiebt sich die Gerade nur unwesentlich gegenüber der 40%-Marke.

In Abbildung 4.16 ist außerdem die aus dem Trend in der R_t - T_* -Darstellung folgende Relation (4.18) eingetragen. Wie die Gitterauswertung (Abbildung 4.11) zeigte, liegen die meisten Sterne auf einer einzigen Diagonalen im Gitter, die Gleichung (4.15) erfüllt. Entsprechend liegen auch die meisten Sterne hier auf einer dieser Relation folgenden Linie, während vor allem die WC 9-Sterne, die gegenüber dem Gittertrend für die anderen Subtypen leicht verschoben sind, hier auf entsprechend verschobenen Linien liegen. Die Schrittweite folgt dabei direkt aus der Gitterschrittweite. Alle Sterne, die davon abweichen, verwenden kein Standardgittermodell, sondern eines mit verminderter Windgeschwindigkeit v_{∞} und/oder anderem Clumpingfaktor D , denn nur wenn beide konstant sind, gilt Gleichung (4.18) strikt. Alle Modelle, die in gleicher Weise von den Standardwerten abweichen, bilden allerdings wiederum eine Gruppe, in der (4.18) gilt, wie Abbildung 4.16 sehr schön zeigt.

4.4.2 Anmerkungen zu einzelnen Sternen

Da es keinen typischen Wolf-Rayet-Stern, schon gar nicht vom WC-Typ, gibt und die Informationslage je nach individuellem Stern sehr unterschiedlich ist, gibt es zu praktisch

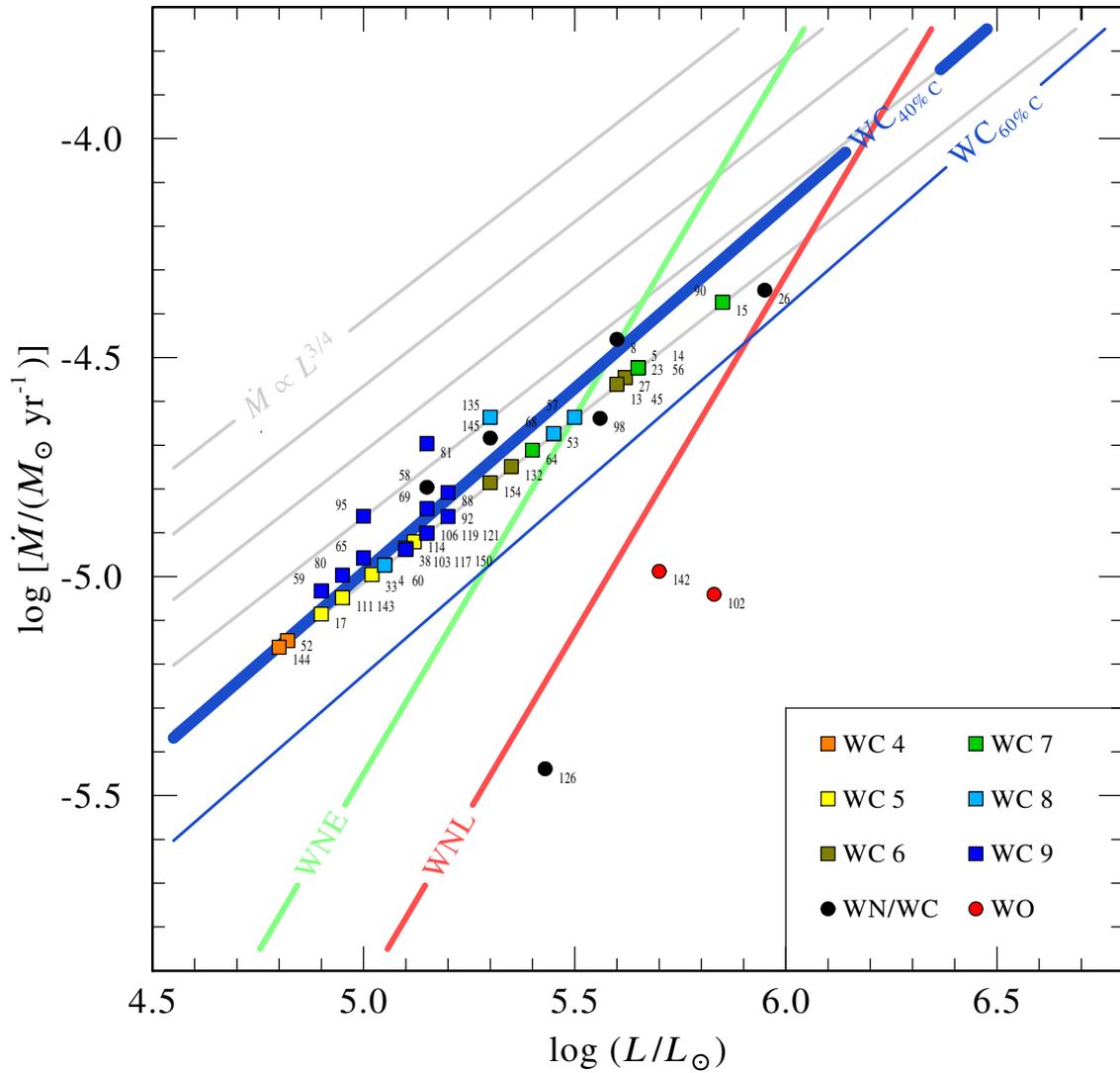


Abbildung 4.16 – WC-Massenverluste in Abhängigkeit der Leuchtkraft, verglichen mit den Relationen von Nugis & Lamers (2000) und der durch Parameterentartung entstehenden Proportionalität. Die Zahlen an den Symbolen entsprechen den WR-Nummern (nach van der Hucht 2001)) der zugehörigen Sterne.

jedem Stern ergänzende Bemerkungen, die den Rahmen einer Tabelle sprengen würden. In diesem Abschnitt wird daher jeder in dieser Arbeit betrachtete Stern kurz diskutiert.

WR 4

Spektralfit S. 116

WR 4 ist als WC 5 klassifiziert und steht unter schwachem Doppelsternverdacht. Laut van der Hucht (2001) ist er ein „single-line spectroscopic binary“, hat aber keine geschwächten Emissionslinien. Das verwendete Spektrum hingegen zeigt keine besonderen Hinweise auf einen Begleiter, daher wird WR 4 hier als Einzelstern betrachtet und in dieser Analyse berücksichtigt. Die Entfernung des Sterns ist nicht genau bekannt. Smith et al. (1990) diskutierten zwar eine Zuordnung zu einer H I-Blase, die von ihnen bestimmten Entfernungen schwanken je nach Auswertemethode (s. Anmerkungen in Abschnitt 4.2.2) allerdings zwischen 1,6 kpc via Linienflussverhältnis und 2,73 kpc via „traditioneller“ M_v -Kalibration.

Es ergeben sich beim Modellfit die üblichen Probleme für diesen Subtyp: Die Grobstruktur des Spektrums ist reproduzierbar, aber die C IV-Linie bei 5808 Å ebenso wie der markante C III/C IV/He II-Blend bei 4648 Å sind im Modell in der Peakhöhe um einen Faktor 2 zu niedrig.

WR 5

Spektralfit S. 117

Das Spektrum von WR 5 ähnelt dem von WR 4, obgleich der Stern im Gegensatz zu WR 4 als WC 6 klassifiziert ist. WR 5 gilt zudem als ziemlich sicherer Einzelstern. Ansonsten gibt es auch hier nur aus M_v und Linienflussverhältnissen ermittelte Entfernungangaben, die ebenfalls von Smith et al. (1990) bestimmt wurden. Mit 1,79 und 2,05 kpc liegen die Werte allerdings deutlich dichter beieinander.

WR 8

Spektralfit S. 118

Dieser Stern ist als Übergangstyp WN7/WCE eingestuft und steht im starken Verdacht, ein spektroskopischer Doppelstern zu sein, dessen Periode auch bereits zu 38,4 Tage laut Pourbaix et al. (2004) bestimmt wurde. Der Begleiter ist bis dato nicht klassifiziert. Der Stern gehört wahrscheinlich zur OB-Assoziation Anon Pup a, worauf basierend Lundström & Stenholm (1984) dem Stern ein Distanzmodul von D.M.= 12,7 zuordnen.

Das Spektrum ist eine Mischung aus WN- und WC-Spektrum und lässt sich wie kein anderes in der Liste aus WN- und WC-Modell für gleiche T_{eff} und R_t zusammensetzen. Es könnte sich bei dem Doppelsternsystem daher eventuell um ein System aus WN und WC-Stern handeln. Bereits Lundström & Stenholm (1984) gaben für WR 8 den Typ WN6+WC4 an.

WR 13

Spektralfit S. 119

WR 13 ist als WC 6 eingestuft und vom Charakter des Spektrums praktisch analog zu WR 5 und WR 4, gilt bisher allerdings als Einzelstern. Eine Zugehörigkeit zu einem Cluster

oder eine Assoziation besteht nicht. Die Analyse dieses Sterns ist durch das Fehlen eines IUE-Spektrums auf den optischen Bereich beschränkt.

WR 14

Spektralfit S. 120

WR 14 ist als WC 7 eingestuft und steht unter schwachem Doppelsternverdacht, laut van der Hucht (2001) ein „single-line spectroscopic binary“. Ein Blick auf das verfügbare Spektrum liefert allerdings keine deutlichen Indizien und somit wird der Stern in der Analyse als Einzelstern behandelt. Der Stern ist wahrscheinlich Mitglied der OB-Assoziation Anon Vel a, wofür Lundström & Stenholm (1984) ein Distanzmodul von D.M. = 11,5 ermitteln.

WR 15

Spektralfit S. 121

Der als WC 6 eingestufte Stern fällt durch seine etwas breiteren Linien auf, die sich mit den üblichen Gittermodellen in der Form nicht reproduzieren lassen. Der in der Analyse verwendete Wert D.M. = 12,0 basiert auf der möglichen Mitgliedschaft des Sterns in Anon Vel b, die aber alles andere als sicher ist. (Lundström & Stenholm 1984) Aus diesem Wert resultiert die etwas höhere Leuchtkraft des Sterns. Einen Doppelsternverdacht gibt es für WR 15 bisher jedoch nicht.

Beim Fit fällt die extreme Abweichung zwischen Modell und Beobachtung im UV zwischen 1800 Å und 2400 Å auf, der UV-Bump in der Rötung scheint bei diesem Objekt nicht vorhanden zu sein. Im optischen Bereich sind die Linien etwas breiter als vom Modell reproduziert, die Windgeschwindigkeit dürfte daher höher liegen als die im Gitter angesetzten 2000 km/s. Barniske (2008) gibt einen Wert von $v_{\infty} = 2700$ km/s für WR 15 an.

WR 17

Spektralfit S. 122

WR 17 hat anders als WR 15 eine schwächer ausgeprägte C III-Linie bei 5696 Å und gehört daher zum Typ WC 5. Im Rahmen der Gittermodelle kann man dennoch mit demselben Modell für den Fit arbeiten. Der Stern ist deutlich weniger gerötet als WR 15 und zeigt im UV-Bereich auch den „Bump“. Im kurzwelligen UV-Bereich folgt die Beobachtung eher dem Kontinuumsverlauf als dem durch das Modell berechneten Linienwald. Wie üblich werden zudem die beiden prominentesten Emissionslinien in der Peakhöhe nicht reproduziert.

WR 23

Spektralfit S. 123

WR 23 gehört ebenfalls zum Subtyp WC 6 und ist wahrscheinlich ein Mitglied von Car OB 1, was nach Massey & Johnson (1993) auf D.M. = 12,55 führt. Im infraroten Bereich wird der Fit zunehmend schlechter, was auf die anormale Rötung von Car OB 1 zurückzuführen sein könnte.

WR 26

Spektralfit S. 124

WR 26 ist ein weiterer Stern, der als Übergangstyp klassifiziert ist, in diesem Falle WN7/WCE. Ungewöhnlich ist die extrem starke C IV-Linie bei 5808 Å, die dem Spektrum eher einen starken WC-Charakter verleiht. Die Informationslage über den Stern ist dünn, seine Entfernung ist nicht bekannt.

WR 27

Spektralfit S. 125

WR 27 ist bei van der Hucht (2001) als WC6+a klassifiziert, also als ein Stern mit zusätzlichen Absorptionslinien. Das vorliegende optische Spektrum liefert jedoch keinerlei Hinweis auf solche und daher wird in der Gesamttabelle auf den Zusatz „+a“ verzichtet. Ansonsten ergibt sich ein für diesen Subtyp üblicher Fit. Ein UV-Spektrum liegt nicht vor.

WR 33

Spektralfit S. 126

WR 33 ist zwar als WC5 eingestuft, sein Spektrum fällt aber durch gleich zwei Besonderheiten auf, die bei anderen Sternen dieses Subtyps nicht zu finden sind. Zum einen sind die Linien im optischen Bereich alle sehr breit bis teilweise rund, zum anderen scheinen einzelne typische Heliumlinien praktisch ganz zu fehlen. Dabei fehlen nicht die Linien eines kompletten Ions, was auf eine falsche Temperatureinstufung hinweisen könnte, sondern nur einige, in diesem Fall von He II.

WR 38

Spektralfit S. 127

WR 38 ist ein Einzelstern vom Typ WC4. Die in dieser Analyse benutzte Entfernung des Objekts basiert auf einem von Shorlin et al. (2004) entdeckten offenen Sternhaufen, als dessen Mitglieder er WR 38 und WR 38a einstufte. Die so ermittelte Entfernung führt auf eine recht hohe absolute Helligkeit von $M_V = -5,38$ mag für einen WC-Stern.

Carraro & Costa (2009) untersuchten die Region erneut und entdeckten statt zuvor zwei bekannten Gruppen nun drei, von denen zwei zum Carina- und eine zum Perseus-Arm gehören. Für die letzte Gruppe, zu der bisher auch WR 38 und WR 38a gezählt werden, verwarfen sie jedoch die Clusteridee. Für die drei Gruppen bestimmten sie die Entfernungen zu 2,5 kpc, 6 kpc und 12,7 kpc. Verwendet man letztere für WR 38, da der Rötungswert in diesen Bereich fällt, erhält man noch immer eine extrem hohe Leuchtkraft. Sollte WR 38 allerdings zur zweiten Gruppe gehören, wäre die absolute Helligkeit mit $M_V = -3,59$ mag in einem Bereich, in dem man auch andere Sterne dieses Subtyps findet. Möglicherweise schlägt also die allein auf den E_{B-V} -Werten beruhende Zuordnung zu den Gruppen zumindest bei diesem WR-Stern fehl. Da die Entfernung ziemlich umstritten ist, wird WR 38 in den Gesamtanalysen nicht als Stern mit bekannter Entfernung behandelt.

Auffällig sind außerdem die im Vergleich zum Modell und zu anderen Sternen vom Typ WC4 schwächere C IV-Linie bei 5808 Å sowie das Fehlen fast aller weiteren C IV-

Linien. Die geringe Qualität des vorliegenden optischen Spektrums erschwert zwar den Modellvergleich, kann das Fehlen der Linien allerdings nicht erklären.

WR 39

Spektralfit S. 128

WR 39 ist als WC 7 eingestuft. Für den Stern liegt nur ein optisches Spektrum von bescheidener Qualität vor, dennoch fällt sofort auf, dass insbesondere C IV 5808 Å, aber auch die übrigen Emissionslinien, sehr viel schwächer sind als sonst bei WC-Sternen üblich. Nur aus diesem Grund steht er bei van der Hucht (2001) als Doppelstern aufgelistet, das Kriterium ist aber, wie in Abschnitt 4.2.4 diskutiert, nicht ausreichend, um den Stern von vornherein aus der Analyse herauszunehmen. Die Positionierung von WR 39 im Modellgitter wird damit zu einem interessanten Testfall.

Die schwache C IV-Linie bei gleichzeitig nicht allzu starker C III-Linie bei 5696 Å lässt sich nur unbefriedigend in einer Einzelsternanalyse reproduzieren. Der C III/C IV/He II-Blend und die C III-Peakhöhe werden allerdings zufriedenstellend vom Modell 08-10 reproduziert, womit der Stern tatsächlich in einer Gitterregion landet, in der sich ansonsten nur als Einzelstern analysierte Doppelsterne befinden. Es ist somit sehr wahrscheinlich, dass auch WR 39 ein Doppelstern ist, weswegen er bei der Auswertung auch als solcher behandelt wird.

WR 45

Spektralfit S. 129

Für den als WC 6 klassifizierten Stern ist die Analyse schwierig, denn die Datenlage beschränkt sich auf ein optisches Spektrum von 3410 Å bis 4730 Å, also gerade mal rund 1300 Å Breite und ohne den Bereich der primären Klassifikationslinien.

WR 50

Spektralfit S. 130

Der als WC 7 eingestufte WR 50 steht unter Doppelsternverdacht. Nach van Genderen et al. (1991) ist der Stern variabel, was diesen Verdacht untermauert, bis heute wird der Begleiter jedoch nur als OB angegeben und nicht genauer klassifiziert. Der Stern befindet sich in Sichtrichtung des offenen Sternhaufens Stock 16, gehört jedoch laut Vázquez et al. (2005b) nicht zu diesem, wohl aber zu einem unbenannten Cluster, der jenseits dessen liegt und ihrer Analyse nach ein Distanzmodul von $12,8 \pm 0,3$ hat. Beim Fit sind einige der kleineren C IV-Linien im Modell stärker als im beobachteten Spektrum. Dies und auch die Gitterposition des Modells untermauern den Doppelsternverdacht.

WR 52

Spektralfit S. 131

WR 52 gehört zum Subtyp WC 4. Das für WR 144 erstellte Sondermodell mit 50% Kohlenstoff und 15% Sauerstoff liefert hier das beste Resultat, wobei C IV 5470 Å eigentlich gegen den erhöhten Kohlenstoffanteil spricht. Ansonsten werden das optische Spektrum

und der langwellige UV-Bereich im Wesentlichen reproduziert mit den üblichen Ausnahmen bei den Peakhöhen der zwei prominentesten Linien. Für diesen Stern gibt es zudem ein IR-Spektrum durch den Spitzer-Satelliten, das allerdings nur als weitere Marke für die spektrale Energieverteilung benutzt wurde. Ignace et al. (2007) ermittelten für den Stern einen Neonmassenbruchteil von 10^{-3} .

WR 53

Spektralfit S. 132

Der als WC 8 eingestufte Stern zeigt einen permanenten Staubexzess im Infraroten, wie sich an den Photometriemarken deutlich zeigt. Martín et al. (2007) haben eine mögliche interstellare H I-Blase ausgemacht, die von WR 53 erzeugt worden sein könnte. Die Entfernung des Sterns ist nicht bekannt.

WR 56

Spektralfit S. 133

Der beste Fit des als WC 7 eingestuften Sterns ergibt sich für das Modell 10-15. Die Fitqualität ist besser als der Durchschnitt für diesen Subtyp. Seine Entfernung ist nicht bekannt.

WR 57

Spektralfit S. 134

WR 57 ist als WC 8 eingestuft und besitzt auch das dafür typische Spektrum, welches sich relativ gut mit einem für den Subtyp typischen Modell reproduzieren lässt. Zwar gibt es eine Hipparcos-Parallaxe für diesen Stern, dessen Unsicherheit ist jedoch größer als der Messwert. Da der Stern auch nicht zu einem Haufen gehört, gibt es keinen verlässlichen Entfernungswert für ihn.

WR 58

Spektralfit S. 135

WR 58 gehört zur kleineren Gruppe der Sterne, die als Übergangstyp zwischen der WN- und WC-Phase eingestuft sind, genauer gesagt als WN4/WCE. Wie in anderen Fällen dieses Typs sind außer der C IV-Linie bei 5805 Å kaum weitere Kohlenstofflinien zu finden. Beim Fit mit Übergangsmodellgittern zeigt sich, dass bereits die Variante mit sehr wenig Kohlenstoff (0,1%) die C IV-Linie etwas stärker reproduziert als nötig.

WR 59

Spektralfit S. 136

WR 59 als WC 9d, also als ein WC 9-Stern mit permanentem Staubexzess, eingestuft. Es gelingt beim Fit nicht, die Stärke beider C III-Linien (bei 4650 Å und bei 5696 Å) zugleich zu reproduzieren. Das gleiche Problem wird sich bei allen Sternen des Subtyps WC 9 zeigen, mit leichten Unterschieden in der Ausprägung. Der Stern ist recht stark gerötet ($E_{b-v} = 2,0$ mag) und daher ist kein Spektrum des UV-Bereiches verfügbar. Für den

optischen Bereich zwischen 4500 Å und 6800 Å ist die Fitqualität im Vergleich zu anderen Sternen, denen das gleiche Modell (05-11) zugeordnet wird, recht gut.

Möglicherweise handelt es sich bei WR 59 allerdings um einen Doppelstern. Williams et al. (2005) haben durch Vergleich mit einem staubfreien WC 9-Stern Balmerabsorptionslinien gefunden.

WR 60

Spektralfit S. 137

WR 60 wird von van der Hucht (2001) als WC 8 klassifiziert, im Katalog von Reed (2003) hingegen als WC 7. Beim Modellfit weicht er leicht vom üblichen Schema ab, wobei nur der Massenverlust etwas stärker zu sein scheint. Voranalysen ordneten diesem Stern das Modell 12-18 zu. Vergleicht man diese Position des Modells im Gitter, so fällt auf, dass die Temperatur deutlich höher scheint, als für beide Klassifizierungen ansonsten üblich, eher im Bereich von WC 5. Allerdings ergibt sich auch für das Modell 09-18 eine ähnliche Fitqualität, was genau für einen WC 8 passen würde.

WR 64

Spektralfit S. 138

Über den als WC 7 eingestuften Stern lassen sich kaum Aussagen treffen, da das einzig vorliegende Spektrum sich auf den Bereich zwischen rund 3400 Å und 4700 Å beschränkt und damit die wesentlichen Klassifikationslinien für WC-Sterne fehlen. Ein Fit mit einem für diesen Subtyp üblichen Modell bringt ein recht ansehnliches Resultat mit Ausnahme des Bereichs vor 3700 Å. Die Entfernung des Sterns ist nicht bekannt.

WR 65

Spektralfit S. 139

WR 65 ist ein weiterer Vertreter des Typs WC 9d. Er ist stark gerötet, so dass kein UV-Spektrum zur Verfügung steht. Der Fit des optischen Teils ordnet den Stern dem Modell 05-11 zu. Während im vorliegenden Spektrum keine klaren Anzeichen für einen Begleiter zu erkennen sind, haben Williams et al. (2005) in Aufnahmen mit EMMI am NTT aus dem Jahr 2001 Hinweise auf Balmer-Absorptionslinien gefunden. Eine Röntgenemissionsanalyse von Oskinova & Hamann (2008) stuft den Stern als Colliding Wind Binary ein.

WR 68

Spektralfit S. 140

Der als WC 7 eingestufte Stern gehört zur Assoziation Cir OB 1 (Lundström & Stenholm 1984) und hat damit ein Distanzmodul von $D.M. = 13,0$. Der Stern zeigt eine normale SEV, sein Spektrum lässt sich durch das für WC 7 typische Modell 10-15 reproduzieren. Dabei fällt auf, dass C IV 5470 Å viel schwächer ist als erwartet. Dies spräche normalerweise für einen deutlich geringeren Kohlenstoffanteil, widerspricht aber den übrigen C-Linien. Ein Fit mit einem Modell mit nur 20% Kohlenstoff liefert ein deutlich schlechteres Ergebnis. Ansonsten ähnelt das Spektrum dem von WR 14, wo diese Schwächung der Linie nicht zu beobachten ist.

WR 69

Spektralfit S. 141

Im Gegensatz zu den meisten anderen Vertretern des Typs WC 9d ist WR 69 nicht so stark gerötet, so dass ausnahmsweise verwertbare IUE-Aufnahmen existieren. Dieser und auch das optische Spektrum werden durch das Modell 05-11 gut reproduziert, mit Ausnahme der bei diesem Subtyp üblichen Problematik für C III 4650 Å. Der Stern gilt als möglicher Doppelstern, Williams et al. (2005) weisen auf unterschiedliche Radialgeschwindigkeiten zwischen Beobachtungen der ESO und ihren eigenen SAAO-Spektren hin. Der Stern ist damit ein heißer Kandidat für eine Radialgeschwindigkeitsanalyse, die bisher allerdings noch nicht vorliegt.

WR 80

Spektralfit S. 142

Auch WR 80 gehört zum Typ WC 9d, der Fit seines optischen Spektrums gestaltet sich jedoch deutlich schwieriger als bei WR 59, WR 65 oder WR 69. Der signifikante Peakhöhenunterschied zwischen C IV 5808 Å und He I 5876 Å spricht für eine etwas höhere Temperatur als bei den drei anderen Sternen. Mit dem Modell 06-12 gelingt es, diese Struktur zu reproduzieren, auch wenn C III 5696 Å dabei etwas überschätzt wird. Der Rest des beobachteten Spektrums, vor allem die Linien ab 6500 Å und wie üblich der Blend um 4650 Å, lassen sich jedoch nicht zufriedenstellend fitten. Wie an der spektralen Energieverteilung zu erkennen, sinken die Absolutwerte für den Fluss auf der kurzwelligen Seite dramatisch, was aber wahrscheinlich ein Messfehler sein dürfte.

WR 81

Spektralfit S. 143

WR 81 gehört zum Subtyp WC 9, ist jedoch einer der wenigen galaktischen Vertreter dieses Subtyps, der keinen Staubexzess im IR-Bereich zeigt. Ein UV-Spektrum liegt aufgrund der Rötung nicht vor. Der Fit des optischen Spektrums führt auf das Modell 06-12, welches die Mehrheit der Linien recht gut reproduziert, wie üblich mit der prominenten Ausnahme des C III 4650 Å. Die Entfernung des Sterns ist nicht bekannt.

WR 86

Spektralfit S. 144

WR 86 ist ein visueller Doppelstern vom Typ WC7+B0. Als sicherer Doppelstern dient er in dieser Analyse als interessante Vergleichsmöglichkeit für Sterne, die unter Umständen als Einzelstern eingestuft und analysiert wurden, obwohl sie in Wahrheit Doppelsterne sind. Typisch ist die Schwäche der Emissionslinien, insbesondere von C IV 5808 Å, welche sich auch bei anderen Doppelsternsystemen wiederfindet.

WR 88

Spektralfit S. 145

WR 88 gehört zu den staubfreien Vertretern des Subtyps WC 9. Der Modellfit hat das für diesen Subtyp übliche Problem der ungenügenden Reproduktion der C III-Linie bei

4650 Å und ordnet sich in die 05-11-Gruppe (s. Abschnitt 4.5) ein. Laut Williams et al. (2005) zeigt das Spektrum des Sterns auch Stickstoff-Linien, was entweder auf einen WN-Begleiter hindeuten würde oder, wie die Autoren vermuten, den Stern zu einem WN-WC9-Übergangsobjekt machen könnte, der nicht so weit entwickelt ist wie andere Sterne des Typs WC 9. Das für diese Arbeit vorliegende Spektrum ist nicht so gut aufgelöst wie das von Williams et al. (2005), allerdings zeigt sich in der Tat ein deutlicher Peak bei 4100 Å, der mit einem WC-Modell so nicht reproduzierbar ist. In diesem Bereich liegen neben He II 4100 Å auch die Stickstofflinien N III 4097 Å und N III 4103 Å.

WR 90

Spektralfit S. 146

Von dem als WC 7 eingestuften Stern liegt für diese Analyse wie schon bei WC 64 ein im optischen Bereich nur auf den Bereich zwischen 3400 Å und 4700 Å beschränktes Spektrum vor. Hinzu kommen jedoch in diesem Fall noch IUE-Daten, die den Gitterfit unterstützen und auch diesen Stern in das für WC 7 typische Modell 10-15 einsortieren. Die Entfernung ist nicht bekannt; der hier benutzte Wert $d = 1,55$ kpc stammt aus Dessart et al. (2000), welche diesen allerdings auch nur aus Vergleichen mit anderen Einzelsternen des Typs WC 7 ermittelt haben.

WR 92

Spektralfit S. 147

WR 92 ist ein weiterer staubfreier Stern des Typs WC 9. Sein IUE-Spektrum lässt sich nur im kurzwelligen Bereich gut reproduzieren, im langwelligen Bereich werden zwar die Linien als solche, nicht aber ihre Intensität durch das Modell 06-13 erreicht. Im optischen Bereich passt das Modell für die Mehrzahl der Linien sehr gut. Obgleich die Linien der WC 9-Sterne schon generell eine geringere Breite und damit geringere Windgeschwindigkeiten aufweisen, gehört WR 92 zu den Sternen mit besonders geringer Windgeschwindigkeit. Ein Modell mit $v_\infty = 1000$ km/s, ein sonst eher bei WNL-Sternen üblicher Wert, reicht bereits aus, um die beobachteten Linienbreiten zu erhalten.

WR 95

Spektralfit S. 148

WR 95 ist ein weiterer Vertreter des Typs WC 9d. Nach Moffat et al. (1977) ist dieser Stern, der auch unter der Bezeichnung Tr27-28 geführt wird, Mitglied des offenen Sternhaufens Trumpler 27, für den sie eine Distanz von $2,1 \pm 0,2$ kpc ermitteln. Er ist damit einer der wenigen WC 9d-Sterne mit bekannter Entfernung und dient als Orientierung für die Helligkeitskalibration ähnlicher WC 9d-Sterne.

Der Fit des Sterns gestaltet sich relativ schwierig. Das Verhältnis von C IV 5808 Å zu He I 5876 Å legt das Modell 06-12 nahe, jedoch ist C III 5696 Å bei weitem nicht so stark, wie man aus dem Modell erwarten könnte. Um diese Linie zu reproduzieren müsste man um einen Temperaturschritt herunter auf 05-12 gehen, dann aber ist das Verhältnis von C IV und He I in der Beobachtung genau umgekehrt zum Modell. Im Rahmen der Gitteranalyse wurde daher das Modell 06-12 gewählt. Möglicherweise könnte ein Zwischenschritt auf der Temperaturskala eine bessere Fitqualität liefern.

WR 98

Spektralfit S. 149

WR 98 ist als WN8/WC7 klassifiziert. Für einen WC-Stern sind die Emissionslinien, insbesondere C IV 5805, zu schwach ausgeprägt. Das am besten passende Übergangsmodell besitzt einen Kohlenstoffanteil von 5%, deutlich mehr als die bei normalen WN-Sternen üblichen 0,01%. Bezogen auf den WC-Anteil unterscheidet sich das Spektrum stark von anderen Sternen des Typs WC 7, lediglich das Verhältnis von C IV zu C III ist vergleichbar.

WR 102

Spektralfit S. 150

WR 102 alias Sand 4 oder Sk 4 ist einer von nur zwei WO-Sternen in dieser Analyse und nur vier bekannten WO-Sternen in der Milchstraße überhaupt. Er wird als WO 2 eingestuft und zeigt, wie der zum gleichen Subtyp gehörige WR 142, sehr breite Linien auf. Ein Spektrum steht nun bruchstückhaft zur Verfügung, die stärksten Linien, insbesondere O VI 3818 Å und der C III/C IV/He II-Blend um 4650 Å - angesichts der hohen Temperaturen sehr wahrscheinlich ohne C III-Anteil - sind vorhanden. Anders als bei WR 142 sind allerdings O V 5590 Å und C IV 5808 Å deutlich schwächer ausgeprägt.

Für die Entfernung wurde der von Dopita et al. (1990) ermittelte Wert von 3 ± 1 kpc benutzt, der auf dem zugehörigen Nebel G2.4+1.4 basiert. Dieser zuerst für einen Supernova-Überrest gehaltene Nebel hat sich inzwischen als hochangeregte Blase mit abgestoßener Sternmaterie herausgestellt. Die späte Zuordnung von WR 102 als Verursacher von G2.4+1.4 hat auch damit zu tun, dass der Stern nicht im Zentrum des Nebels liegt. Dort gibt es zwar eine fast kreisförmige Lücke im Nebel, wie man es von einem heißen Stern mit stark ionisierendem Wind erwarten würde, WR 102 liegt aber nicht dort, sondern am Rand dieser Lücke. Da allerdings kein weiterer Stern mit den entsprechenden Anforderungen in der Nähe gefunden werden konnte, gilt WR 102 inzwischen als Verursacher, wobei laut Dopita et al. (1990) auch ein Kombiszenario, d.h. ein Supernova-Überrest plus WO-Stern als Ionisationslieferant, diskutiert wurde. Emissionslinien des Nebels, u.a. von Wasserstoff, sind deutlich im Spektrum zu erkennen. Eine neuere Untersuchung von Arnal (2008) fand zwei assoziierte Ansammlungen von molekularem Gas mit Radialgeschwindigkeiten von 13 und 24 km/s. Die genaue Entstehung und auch das Alter des Nebels sind allerdings nach wie vor unklar.

WR 103

Spektralfit S. 151

WR 103 zeigt wie schon WR 92 sehr schmale Linien, die zu $v_\infty = 1000$ km/s passen, hat aber einen IR-Staubexzess und ist daher als WC 9d eingestuft. Abgesehen davon gelten die selben Bemerkungen wie für WR 92: Das Modell 06-13 liefert einen guten Fit für die Mehrzahl der Linien, inklusive des kurzwelligen IUE-Bereichs, ist im langwelligen IUE-Bereich jedoch zu schwach im Bezug auf die Intensitäten.

WR 104

Spektralfit S. 152

Der als WC 9d klassifizierte WR 104 ist einer der bekanntesten WC-Sterne, da er als

Prototyp für einen „Pinwheel nebula“ gilt, der durch kollidierende Sternwinde entsteht. Damit handelt es sich bei WR 104 natürlich um einen Doppelstern, der allerdings zur Vergleichs- und Kalibrationszwecken interessant ist, da es nur ganz wenige Sterne des Typs WC 9 gibt, deren Entfernung man kennt.

WR 104 weist für einen WC-Stern extrem schwache Spektrallinien auf, was aber an einem deutlichen Kontinuumsanteil des Begleiters liegen dürfte. Der Staubexzess im IR-Bereich ist deutlich größer als bei manch anderen Vertretern der Typs WC 9d. Die vorhandenen IUE-Spektren passen allerdings überhaupt nicht zu dem, was man anhand der Rötung des optischen Spektrums erwarten würde. Das optische Spektrum passt noch zum Modell 05-11, welches auch für andere WC 9-Sterne mit Doppelsternverdacht verwendet wird.

WR 106

Spektralfit S. 153

WR 106 gehört ebenfalls zum Subtyp WC 9d, gilt jedoch als Einzelstern. Zu diesem Stern gibt es IUE-Spektren, deren Qualität ist jedoch fragwürdig, so passen unter anderem die Short- und Long-Aufnahmen nicht zusammen. Auch das typische Absorptionsfeature um 2200 Å fehlt völlig, so dass dieser spektrale Bereich nicht durch ein Modell sinnvoll nachgebildet werden konnte. Das optische Spektrum lässt sich hingegen gut mit dem Modell 06-13 reproduzieren, welches den etwas stärkeren Emissionslinien im Vergleich zu 05-11 Rechnung trägt.

WR 111

Spektralfit S. 154

Der als WC 5 klassifizierte WR 111 gehört zu den am besten untersuchten WC-Sternen. Koesterke & Hamann (1995) ordneten ihm eine Temperatur von $T_* = 62,5$ kK zu. Nach umfangreicher Modellcodeerweiterung wurde dies in Gräfener et al. (2002) auf 85 kK nach oben korrigiert. In der ersten hydrodynamisch-selbstkonsistenten Analyse von Gräfener & Hamann (2005) ist der Stern mit $T_* = 140$ kK deutlich heißer. Barniske et al. (2006) und diese Arbeit, die nicht hydrodynamisch-selbstkonsistente Modelle verwenden, ordnen dem Stern das Gittermodell 12-17 zu, was einer Temperatur von 89 kK entspricht.

Die Entfernung von WR 111 ist durch die wahrscheinliche Zugehörigkeit laut Lundström & Stenholm (1984) zur OB-Assoziation Sgr OB1 (D.M. = 11,0) bekannt.

WR 113

Spektralfit S. 155

WR 113 ist ein Stern vom Typ WC 8d, er zeigt also einen Staubexzess im Infrarotbereich. Nach Cherepashchuk & Karetnikov (2003) ist er ein sicherer Doppelstern, dient allerdings wie schon WR 104 als Vergleichsobjekt. Das Spektrum zeigt nur wenige markante Linien und ähnelt eher dem Typ WC 9 als anderen Spektren, die als WC 8 eingestuft sind. Die nur im Ansatz vorhandene He I-Linie spricht für ein Modell vom Temperaturpunkt 07, was rund 50 kK entspricht. Damit wäre WR 113 etwas heißer als mancher WC 9, aber kühler als die anderen WC 8.

Ursache für die schwächeren Linien dürfte der Begleiter sein, der als O 8-9-Unterriese eingeschätzt wird. Cherepashchuk & Karetnikov (2003) gelang es sogar, eine Periode für

das System aus WR+O zu ermitteln. Die Entfernung des Systems ist bekannt, da es sehr wahrscheinlich zur Assoziation Ser OB2 (Lundström & Stenholm 1984) gehört.

WR 114

Spektralfit S. 156

Auch der als WC 5 klassifizierte WR 114 steht laut van der Hucht (2001) wegen geschwächerter Emissionslinien unter Doppelsternverdacht, der sich allerdings bei Betrachtung des vorliegenden Spektrums nicht bestätigt. Zwar liegen für WR 114 keine IUE-Daten vor, aber mit bekannter Entfernung dank der wahrscheinlichen Zugehörigkeit zu Ser OB1 (Lundström & Stenholm 1984) und einer im Vergleich überdurchschnittlichen Fitqualität für das Modell 11-16 dient WR 114 geradezu als Musterbeispiel für einen Stern des Typs WC 5.

WR 117

Spektralfit S. 157

WR 117 ist als WC 9d eingestuft und gilt als Einzelstern. Williams et al. (2005) fanden keine Balmerabsorptionslinien in seinem Spektrum. Das für diese Arbeit vorliegende Spektrum ist von geringer Qualität, so dass die Aussagen hieraus mit Vorsicht betrachtet werden sollten. Ein Fit mit dem für die meisten WC 9-Sterne benutzten Modell 06-13 ist möglich, unterschätzt aber praktisch bei allen Linien die Peakhöhen, insbesondere für die C IV-Linie bei 5808 Å, welche für einen Stern dieses Subtyps außergewöhnlich stark ausgeprägt ist.

Der Stern wurde früher, z.B. von Torres et al. (1986), noch als WC 8 eingestuft. In der Tat wäre auch ein Modellfit mit z.B. 07-13 in ähnlicher Qualität möglich, womit der Stern in einen Modellbereich käme, der eher WC 8 zuzuordnen ist.

WR 119

Spektralfit S. 158

Der ebenfalls als WC 9d klassifizierte WR 119 ist im Gegensatz zu WR 117 ein typischer Vertreter seines Subtyps. Sein optisches Spektrum wird gut durch das Modell 06-13 wiedergegeben. Die Breite der Linien ist relativ gering und kann durch ein Modell mit einer Windgeschwindigkeit von nur $v_{\infty} = 1000$ km/s reproduziert werden.

WR 121

Spektralfit S. 159

WR 121 gehört auch zum Typ WC 9d und zeigt ein vergleichbares Spektrum wie WR 119, was erneut auf das Modell 06-13 als besten Fit führt. Für diesen Stern liegt allerdings kein absolut kalibriertes Spektrum vor, womit der Fit für die spektrale Energieverteilung und damit die Rötung sowie indirekt die Leuchtkraft nur auf Photometriemarken basieren. Da der Stern zudem noch Staubexzess zeigt, sind die entsprechenden Werte mit Vorsicht zu betrachten. Der Stern gilt als Einzelstern, Williams et al. (2005) fanden keine Balmerabsorptionslinien.

WR 125

Spektralfit S. 160

Der als WC 7 klassifizierte WR 125 ist ein SB2-Doppelstern, der gelegentlich Staubexzess zeigt. Sein Begleiter wird als O9 eingestuft. Der Stern dient als einer von fünf Doppelsystemen, die zum Vergleich als Einzelsterne analysiert wurden. Sein Spektrum zeigt eine verhältnismäßig schwache, aber für Doppelsterne durchaus typische C IV-Linie bei 5808 Å neben der durch den Begleiter scheinbar unbeeinflussten C III-Linie bei 5696 Å. Der Modellgitterfit liefert ein für Doppelsterne typisches Modell. Die Entfernung des Sterns ist nicht bekannt.

WR 126

Spektralfit S. 161

WR 126 ist gleich in mehrfacher Hinsicht ein Sonderfall. Bereits bei der Analyse von Koesterke & Hamann (1995) passte er nicht in das Schema, sondern stand abseits im Modellgitter. Inzwischen ist er als WC5/WN eingestuft, also ein Übergangstyp, jedoch als einziger bekannter Fall in dieser Galaxis mit primärer WC-Einstufung. (In allen anderen Fällen sind die Sterne stets als WN/WC klassifiziert, nur WR 126 wird als WC/WN angegeben.) Die wenigen markanten Linien im optischen Spektrum lassen sich durch das Gittermodell 09-08 am besten reproduzieren, was in der Nähe der Resultate von Koesterke & Hamann (1995) liegt.

Der Stern gehört laut Radoslavova (1989) wahrscheinlich zur Assoziation Vul OB2, was auf D.M. = 13,2 führen würde. Kinematische Distanzberechnungen[§] von Cichowski & Arnal (2004) ergeben allerdings einen geringeren Wert von D.M. = 12,1. In der Analyse wurde mit dem Distanzmodul für die OB-Assoziation gearbeitet.

WR 132

Spektralfit S. 162

Für den als WC 6 eingestuften WR 132 liegt nur ein optisches Spektrum vor. Der Stern steht unter Doppelsternverdacht, allerdings ohne genauere Angaben über den eventuellen Begleiter. Da das Spektrum keine besonderen Auffälligkeiten zeigt, wird der Stern hier als Einzelstern behandelt. Arnal (1992) fanden eine mit dem Stern assoziierte H I-Blase, für die sie eine kinematische Distanz von 4,3 kpc bestimmten. Im Vergleich zu anderen Sternen des WC6-Subtyps (z.B. WR 5, WR 15, WR 17) ist die C III-Linie bei 5696 Å stärker ausgeprägt. Das „diagnostische Pärchen“ wird vom Modell 10-16 perfekt reproduziert, nicht jedoch O V 5590 (d.h. Sauerstoffanteil möglicherweise höher als im Gitter) sowie die drei prominenten Emissionslinien ab 6500 Å.

WR 135

Spektralfit S. 163

WR 135 zeigt die für die frühen WC-Unterklassen, in diesem Fall WC 8, typischen schmaleren Emissionslinien. Der Stern gehört wahrscheinlich zu Cyg OB3

[§]Distanzberechnung durch Vergleich der Radialgeschwindigkeit eines beobachteten Objekts mit galaktischen Rotationsmodellen

(Lundström & Stenholm 1984; Garmany & Stencel 1992) und ist ziemlich sicher ein Einzelstern. Dennoch ist die Zuordnung eines Gittermodells nicht leicht, denn selbst mit einem kohlenstoffreduzierten Modell, nahegelegt durch das diagnostische Pärchen, lassen sich nur einige Features des Spektrums fitten, insbesondere ist die primäre CIV-Klassifikationslinie deutlich stärker als üblich. Wie bei anderen WC8-Sternen auch ist das C II-Doublett bei 4267 Å zu erkennen, welches bei früheren Subtypen fehlt.

WR 137

Spektralfit S. 164

WR 137 gilt als sicherer Doppelstern mit einem Begleiter vom Typ O9 und würde daher aus der Analyse fallen, zeigt jedoch nur sehr geringe Absorptionslinien und lässt sich vor allem bemerkenswert gut als Einzelstern reproduzieren. Er ist daher in besonderer Hinsicht interessant, wenn es um die Abgrenzung zwischen Einzel- und Doppelsternen im WC-Gitter geht. Eingestuft ist er als WC8pd, zeigt also periodischen Staubexzess, was bei den benutzten Photometriemarken und daher beim u.a. darauf basierenden Fit der spektralen Energieverteilung allerdings nicht berücksichtigt wurde. Der Stern gehört laut Lundström & Stenholm (1984) möglicherweise zu Cyg OB1, Williams et al. (2001) ermittelten allerdings mittels Helligkeitskalibration und unter der Annahme, dass der O9-Begleiter ein Hauptreihenstern ist, ein etwas höheres Distanzmodul von $D.M. = 11,1$ für den Stern.

Ein recht guter Fit ergibt sich für das Modell 08-11, was zwei Temperaturpunkte unter dem sonst üblichen Temperaturbereich für WC7 liegt. Auch der Wert für $\log(R_t) = 10$ ist deutlich größer als bei anderen Sternen des gleichen Subtyps. Geht man von der Doppelsternannahme aus, was angesichts der Gitterposition sehr wahrscheinlich ist, zeigt sich an diesem Beispiel deutlich, dass die rein spektroskopische Klassifikation hier den unschönen Effekt hat, dass Sterne mit sehr unterschiedlichen physikalischen Parametern plötzlich zum gleichen Subtyp gehören, während im Einzelsternfall die spektroskopische Einteilung in den allermeisten Fällen stets zu demselben physikalischen Parameterbereich führt. Ein Begleiter „verfälscht“ sozusagen die Klassifizierung.

WR 142

Spektralfit S. 165

Sand 5 alias WR 142 ist der zweite WO-Stern in dieser Analyse. Wie schon WR 102 wird er als WO2 eingestuft. Der Stern zeigt laut Oskinova et al. (2009) schwache, aber harte Röntgenemissionen. Da das Spektrum keinerlei Hinweise auf einen Begleiter zeigt, sind wahrscheinlich keine kollidierenden Sternwinde die Ursache. Der genaue Entstehungsort der Röntgenstrahlung ist schwer zu bestimmen, möglicherweise hat sie eine magnetische Ursache.

Als WO-Stern lässt sich WR 142 nicht durch Gittermodelle mit den WC-Häufigkeiten reproduzieren. Stattdessen wurden einige Modelle mit 30% Sauerstoff gerechnet, die das Spektrum deutlich besser reproduzieren. Die Temperatur ist mit fast 200 kK auch deutlich höher als selbst beim frühen WC4-Subtyp. Die überaus breiten Linien lassen auf extrem schnelle Winde und starke Rotation schließen. Der Modellfit ergibt $v_\infty = 5000$ km/s, wobei zugleich eine Rotationsgeschwindigkeit von $v_{\text{rot}} = 1000$ km/s angenommen wurde, um die runden Linienformen zu reproduzieren.

WR 143

Spektralfit S. 166

WR 143 ist ein Stern vom Typ WC 4. Im vorliegenden optischen Spektrum fällt sofort auf, dass das Sternspektrum nur wenige deutlich strukturierte Emissionslinien aufweist und selbst diese verhältnismäßig schwach sind. Dies führte zu dem Verdacht, dass es sich bei WR 143 um einen Doppelstern handeln könnte, jedoch fehlen Absorptionslinien im Spektrum, die diesen Verdacht erhärten könnten. Im Radio- und Röntgenbereich wurden keine oder nur sehr schwache Signale gefunden. Im Jahre 2005 entdeckten Varricatt & Ashok (2006) im IR-Bereich schmale Linien von neutralem Helium und neutralem Wasserstoff, die ersten starken Argumente für einen Doppelstern. Sie klassifizierten den Begleiter als Be-Stern.

Als Doppelstern gehört damit WR 143 eigentlich nicht mehr in den Untersuchungsbe-
reich dieser Arbeit. Eine sehr grobe Einstufung, die allerdings den Besonderheiten des
Spektrums kaum Rechnung trägt, ordnet dem Stern das Modell 13-18 zu, was auch im
Bereich anderer WC4-Sterne liegt. Die Entfernung des Sterns wird von Conti & Vacca
(1990) spektroskopisch auf 1 kpc bestimmt.

WR 144

Spektralfit S. 167

Der ebenfalls als WC 4 klassifizierte WR 144 unterscheidet sich im Spektrum deutlich
von WR 143. Obwohl für die Analyse nur ein Spektralbereich zwischen ca. 4500 Å und
6600 Å zur Verfügung stand, sieht man hier deutlich mehr strukturierte Emissionslinien.
Ein akzeptabler Fit ergibt sich für ein Modell mit erhöhtem Kohlenstoffanteil, welches
C IV 5808 in der Peakhöhe recht gut reproduziert. Das diagnostische Pärchen bestätigt
allerdings den C-Anteil von 50% nicht. Der Sauerstoffanteil wurde gegenüber dem im
Gitter angenommenen Standardwert von 5% auf 15% erhöht und reproduziert nun O V
5590 Å. Der Stern gehört laut Lundström & Stenholm (1984) möglicherweise zu Cyg OB2,
was bei der Leuchtkraftbestimmung in der Analyse angenommen wurde.

WR 145

Spektralfit S. 168

WR 145 ist ein als Transittyp WN7/WCE klassifizierter Stern, der unter leichtem Dop-
pelsternverdacht steht. Ein Fit für einen Einzelstern mit einem Übergangsmodell (WN-
Modell mit zusätzlichem Kohlenstoff) reproduziert fast alle Auffälligkeiten des Spek-
trums. Die nicht reproduzierte Peakhöhe von C IV 5808 liegt an dem in den Übergangs-
typen jeweils unterschiedlichen Kohlenstoffanteil, der bei einer Gitteranalyse allenfalls
zufällig richtig getroffen werden kann. Während das Modell mit 5% Kohlenstoff die
Peakhöhe grob trifft, aber C III völlig überschätzt, hat das Modell mit 0,5% wohl noch zu
wenig Kohlenstoff, produziert dafür aber keine C III-Emissionslinien, die nicht auch in der
Beobachtung vorhanden sind. Der wahre Kohlenstoffanteil dürfte also in diesem Intervall
liegen. Der Stern gehört möglicherweise zu Cyg OB2 (Lundström & Stenholm 1984) und
befindet sich in einem Nebel (Miller & Chu 1993).

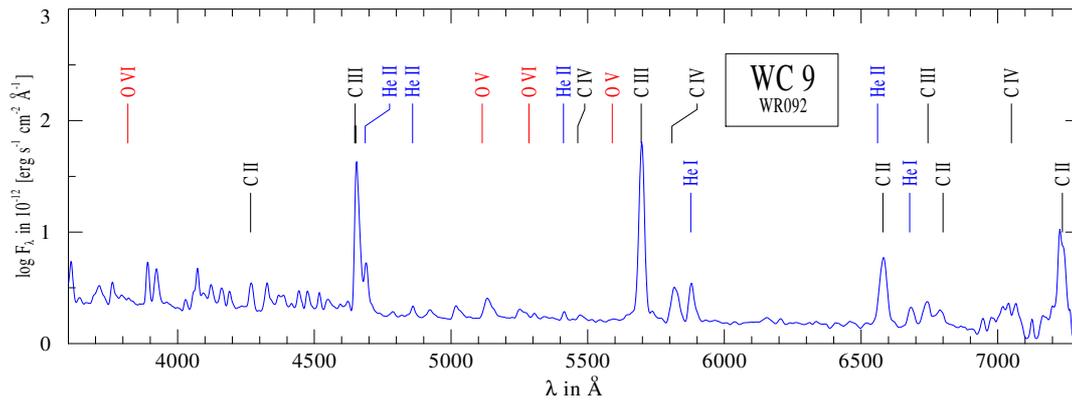


Abbildung 4.17 – Optisches Spektrum des WC 9-Sterns WR 92

WR 150

Spektralfit S. 169

Über den als WC 5 eingestuften WR 150 gibt es nicht viele gesicherte Erkenntnisse. Das diagnostische Linienpaar „verschmilzt“ fast zu einer überbreiten Linie und auch die Entfernung des Sterns ist nicht bekannt. Es liegen zwei Spektren für den optischen Bereich vor, die sich aber nicht wesentlich unterscheiden, bis auf einen wohl auf der Datenreduktion basierenden Unterschied im Kontinuumsniveau am roten Ende des Spektrums vom Calar Alto aus dem Jahre 1999.

Die Reproduktion des Spektrums gelingt nur teilweise, am besten im Bereich zwischen 5000 und 7000 Å, wobei das diagnostische Pärchen überschätzt und C IV 5808 Å unterschätzt wird.

WR 154

Spektralfit S. 170

WR 154 gehört zum Subtyp WC 6 und ist wahrscheinlich Mitglied der Assoziation Cep OB1. Das Spektrum wird zu großen Teilen gut durch das für WC 6 typische Modell 11-16 reproduziert, mit Ausnahme der Peakhöhen von C IV 5808 und dem C III/C IV/He II-Blend bei 4648 Å sowie – typisch für diesen Subtyp – dem kurzwelligen IUE-Bereich.

4.5 Betrachtung der Subtypen

Betrachtet man die einzelnen Spektren der WC-Sterne, wird sehr schnell deutlich, wie groß die Ähnlichkeit vieler Spektren innerhalb des gleichen Subtyps ist. Nach den Einzelbemerkungen und der allgemeinen Parameterbetrachtung werden daher hier nun die verschiedenen Subtypen nacheinander diskutiert.

4.5.1 WC 9

Die Sterne des Typs WC 9 zerfallen bei der Analyse vor allem in zwei Gruppen, eine um das Modell 05-11 und eine weitere, größere um das Modell 06-12. Für alle Sterne der ersten Gruppe, mit Ausnahme von WR 88, werden inzwischen OB-Begleiter vermutet,

WR 59 und WR 65 gelten laut Williams et al. (2005) bzw. Oskinova & Hamann (2008) als CWB. In der Tat wird angesichts des großen Anteils von Sternen mit Staubezess immer wieder die Vermutung geäußert, dass es sich bei allen WC 9-Sternen, oder zumindest allen Sternen des Typs WC 9d, um Doppelsterne handeln könnte. Da es jedoch auch Fälle wie WR 117 oder WR 121 gibt, die zwar Staub, aber keine Anzeichen für einen Begleiter zeigen, dürfte diese Einschätzung zu pauschal sein.

Bei den Sternen des Typs WC 9 gibt es kaum bis keine Probleme bei der Reproduktion der primären Klassifikationslinien C IV 5808 Å und C III 5696 Å, dafür sehr wohl aber mit der Peakhöhe des C III/C IV/He II-Blend. Die Spektren sind geprägt durch vergleichsweise schmale Linien, wodurch viele Linien separat auszumachen sind, die bei anderen Subtypen verschmelzen. Im roten Bereich ab ca. 6500 Å tauchen starke C II-Linien auf, was bei keinem anderen Subtyp so der Fall ist.

Tabelle 4.8 – Parameter von galaktischen WC9-Sternen

WR	Subtype	T_* [kK]	$\log R_t$ [R_\odot]	R_* [R_\odot]	$\log \dot{M}$ [M_\odot/yr]	v_∞ [km/s]	$\log L$ [L_\odot]	M_{WC} [M_\odot]	η
59	WC9d [†]	39,8	1,0	5,94	-5,03	1600	4,9	7,29	9,18
65	WC9d [†]	39,8	1,0	6,67	-4,96	1600	5,0	8,16	8,67
69	WC9d [†]	39,8	1,0	7,93	-4,85	1600	5,15	9,71	7,95
80	WC9d	44,7	0,9	4,99	-5,00	1600	4,95	7,71	8,90
81	WC9	44,7	0,8	6,28	-4,70	1600	5,15	9,71	11,20
88	WC9	39,8	1,0	8,40	-4,81	1600	5,2	10,30	7,73
92	WC9	44,7	0,8	6,66	-4,86	1000	5,2	10,30	4,25
95	WC9d	44,7	0,9	5,29	-4,86	2000	5,0	8,16	13,51
103	WC9d	44,7	0,8	5,93	-4,94	1000	5,1	9,15	4,50
104	WC9d [†]	39,8	1,0	5,94	-5,03	1600	4,9	7,29	9,18
106	WC9d	44,7	0,8	6,28	-4,90	1000	5,15	9,71	4,38
117	WC9d	44,7	0,8	5,93	-4,94	1000	5,1	9,15	4,50
119	WC9d	44,7	0,8	6,28	-4,90	1000	5,15	9,71	4,38
121	WC9d	44,7	0,8	6,28	-4,90	1000	5,15	9,71	4,38

[†] vermuteter oder erwiesener Doppelstern

Der Kohlenstoffanteil von 40% bleibt auch beim Typ WC 9 ein angemessener Richtwert. Ein Unterschied im Kohlenstoffanteil zwischen den verschiedenen Subtypen ist nicht zu beobachten. Die standardmäßig angenommene Windgeschwindigkeit von $v_\infty = 2000$ km/s ist bei fast allen Vertretern dieses Typs allerdings deutlich zu hoch, zur bessern Reproduktion der Spektren wurden daher auch Modelle mit 1000 und 1600 km/s gerechnet. In Tabelle 4.8 sind die jeweiligen Windgeschwindigkeiten zusammen mit den wichtigsten Sternparametern aufgelistet. Als Doppelstern erwiesene oder verdächtige Objekte sind zusätzlich markiert.

4.5.2 WC 8

Nur wenige Sternspektren des Typs WC 8 standen für die Analyse zur Verfügung. Dennoch wird sehr schnell deutlich, dass es sich bei den Spektren um eine Übergangsform zwischen WC 9 und den früheren Typen handelt. In den Spektren sind bereits C II-Linien zu sehen, allerdings nicht so stark wie bei den WC 9-Sternen. Daneben bildet sich im op-

4 Analyse der galaktischen WC-Sterne

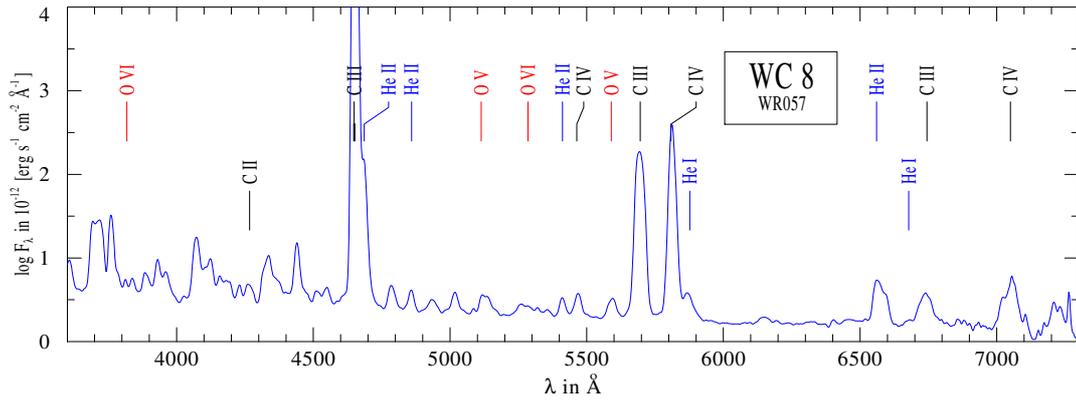


Abbildung 4.18 – Optisches Spektrum des WC 8-Sterns WR 57

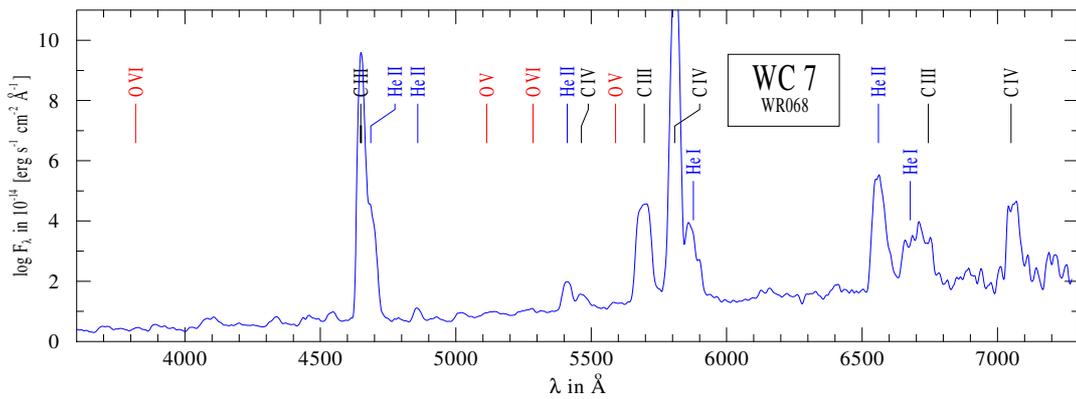


Abbildung 4.19 – Optisches Spektrum des WC 7-Sterns WR 68

tischen Bereich die für die frühen Typen übliche Struktur mit den markanten He II-Linien heraus. Während das nahe UV beim Typ WC 9 schlecht und das ferne UV gut reproduziert werden kann, beginnt sich hier das Verhältnis umzukehren. Bei den frühen Typen wird schließlich das ferne UV kaum, das nahe UV dafür gut bis sehr gut reproduziert.

Bei Sternen des Typs WC 8 ist C III 5696 Å sehr stark ausgeprägt, zugleich ist auch C IV 5808 Å von vergleichbarer Stärke. Der Fit dieser Linien ist in den meisten Fällen möglich, beim C III/C IV/He II-Blend kann hingegen die He II-Komponente, nicht aber die Kohlenstoff-Komponente reproduziert werden.

4.5.3 WC 7

Der Subtyp WC 7 zählt von der Sprechweise her noch zu den „späten“ Typen, obgleich der spektrale Charakter schon sehr den frühen Typen ähnelt. In den Spektren ist noch ein wenig C II zu sehen, wobei die (Doppel-)Linie bei 4267 Å nicht mehr auffällt, im roten Bereich aber noch Blendanteile deutlich werden. Die Windgeschwindigkeit nimmt tendenziell zu, die Linien werden breiter, He I 5876 Å verschmilzt langsam mit der Flanke der immer größer werdenden C IV 5808 Å. Der ebenfalls nicht mehr ganz eindeutig aufzuschlüsselnde C III/C IV/He II-Blend wird zur Struktur mit der größten relativen Intensität im Spektrum. Die Sauerstofflinien treten erstmals merklich in Erscheinung.

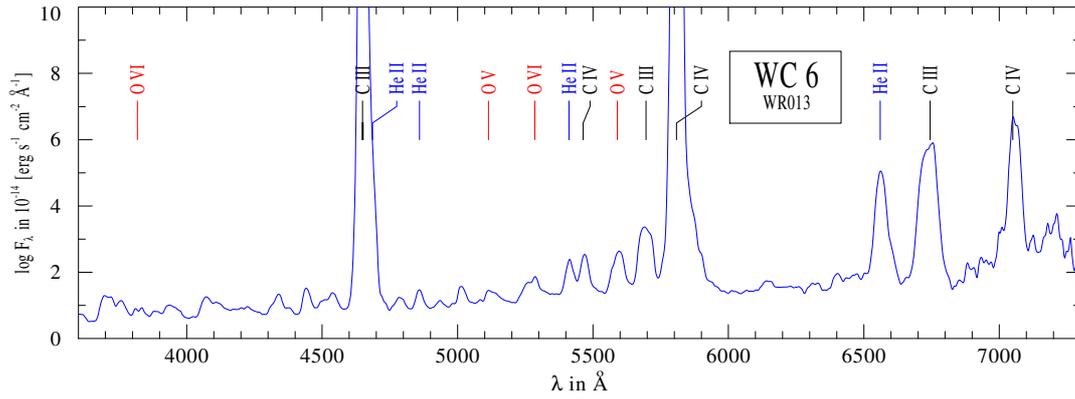


Abbildung 4.20 – Optisches Spektrum des WC 6-Sterns WR 13

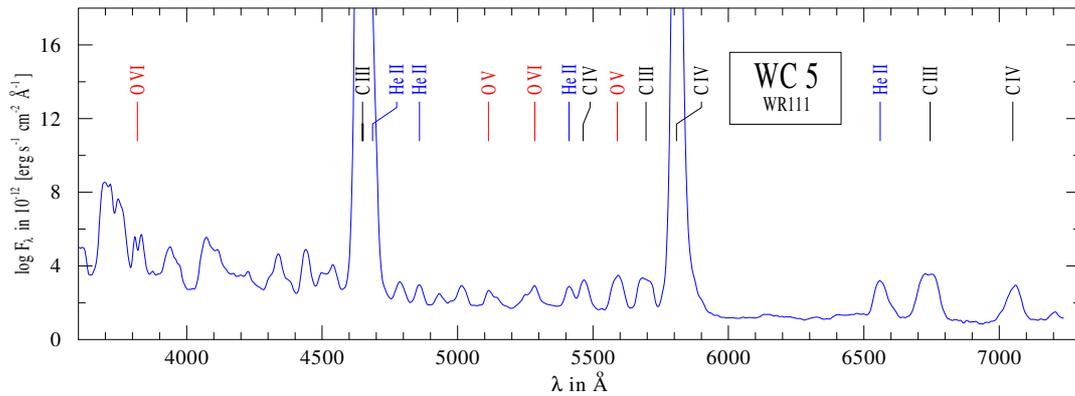


Abbildung 4.21 – Optisches Spektrum des WC 5-Sterns WR 111

Im Modellfit gelingt die Reproduktion der Peakhöhe von C III 5696 Å, die Form passt jedoch nicht mehr, was möglicherweise mit dem Geschwindigkeitsfeld zu tun hat. Der kurzwellige UV-Bereich bis rund 2300 Å wird nicht mehr reproduziert, der ab 2300 Å jedoch fast perfekt.

4.5.4 WC 6

Die Spektren der sogenannten „frühen“ Typen, beginnend ab WC 6, sind durch die alles überragenden Emissionslinien um 4650 Å (C III/C IV/He II-Blend) und C IV 5808 Å dominiert, deren Peaks nun das bis zu 20-fache des Kontinuumsniveaus erreichen. Die Sauerstofflinien sind nun deutlich stärker als bei WC 7, insbesondere O IV 3411 Å. O v 5590 Å ist jedoch noch schwächer als C III 5696 Å.

Der Modellfit im optischen Bereich bildet die meisten Linien gut ab, hat aber Probleme mit den Peakhöhen vom C III/C IV/He II-Blend sowie C IV 5808 Å. Ferner wird der Bereich zwischen 3700 Å und 4300 Å sowie der Peak um 7050 Å nicht gut reproduziert. Für den Fit im UV-Bereich gilt dasselbe wie für WC 7.

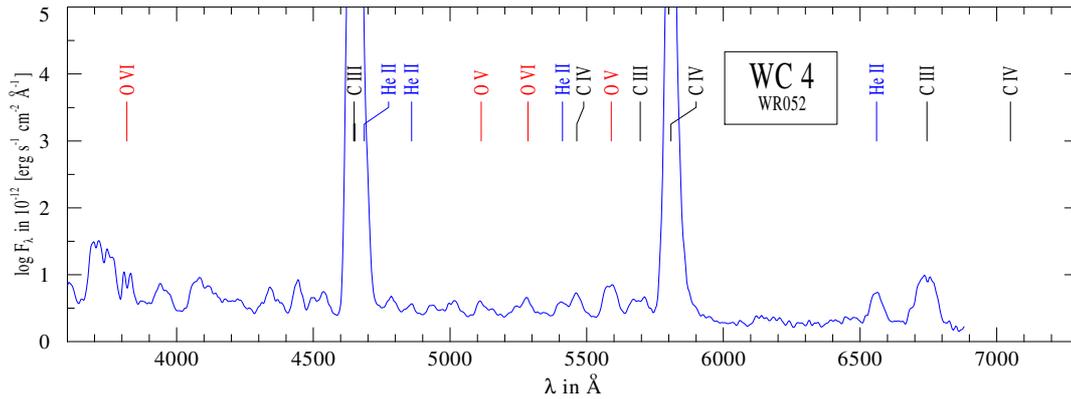


Abbildung 4.22 – Optisches Spektrum des WC 4-Sterns WR 52

4.5.5 WC 5

Sterne von Subtyp WC 5 unterscheiden sich in ihrem Spektrum praktisch kaum vom Typ WC 6, weswegen zuweilen auch beide als WC 5/6 zusammengefasst werden. Einziges Unterscheidungskriterium ist das Verhältnis von O v 5590 Å zu C III 5695 Å: Diese Linien sind beim Typ WC 5 im normierten Spektrum ungefähr gleich hoch, während bei WC 6 die Kohlenstofflinie noch deutlich stärker ist. Darüber hinaus sind die Unterschiede zwischen den Spektren verschiedener WC 5-Sterne größer als die zwischen den Subtypen WC 5 und WC 6.

4.5.6 WC 4

Der Subtyp WC 4 ist in der Milchstrasse mit nur fünf bekannten Vertretern eher selten, während er bei den WC-Sternen in der Großen Magellanschen Wolke der vorherrschende Subtyp ist. WR 19 zählt als CWB nicht zu den Einzelsternen, für die vier verbleibenden Objekte dieses Typs standen Spektren zur Verfügung. Diese zerfallen wiederum in zwei Gruppen mit je zwei Sternen: Die erste, zu der WR 52 und WR 144 gehören, besitzt gewohnt viele und nun noch stärkere Emissionslinien als der WC 5-Typ und erscheint als logische Fortsetzung der bisherigen Sequenz. Die zweite, zu der WR 38 und WR 143 gehören, hat dagegen Spektren, die wesentlich weniger Linienstruktur zeigen. Bis auf die sehr starken Emissionslinien, die im Übrigen schwächer sind als bei der ersten Gruppe und sogar als beim Typ WC 5, erscheint die Masse der „kleineren“ Emissionslinien von He II und C, inklusive des diagnostischen Paares, so stark geschwächt zu sein, dass sie zu einer Art Pseudo-Kontinuum verschmelzen, das nur vereinzelte „Buckel“, aber keine deutlichen Linienformen mehr zeigt. Auch die starken Emissionslinien wirken hier „abgerundet“, möglicherweise durch eine starke Rotation des Sterns.

Beide Gruppen verbindet jedoch einiges an Liniencharakteristika. So ist O v 5590 Å nun deutlich stärker als C III 5696 Å und auch O IV 3411 Å legt noch einmal zu. Die Modelle reproduzieren nur den ersten Typ mit den ausgeprägten Linien wirklich gut, mit den üblichen Problemen im fernen UV, die zweite Gruppe lässt sich grob im selben Parameterraum einordnen, die beobachtete Schwächung der Emissionslinien kann auch mit einem Modell mit geringerem Massenverlust nicht vollständig reproduziert werden. Wie schon bei den Isoplots (Abbildungen 4.1 und 4.2) zu sehen, führt außerdem die Verringerung des

R_t -Wertes zu einer weiteren Steigerung von C IV 5808 Å um mehrere Größenordnungen, die der Beobachtung völlig widerspricht.

Möglicherweise gibt es aber auch eine relativ einfache Erklärung für die Gruppe mit den geschwächten Linien: WR 143 gilt inzwischen als Doppelstern, so dass der Kontinuumsbeitrag des Begleiters die Emissionslinien schwächen könnte. WR 38 wird hingegen bisher als Einzelstern geführt, wurde aber in den letzten Jahren auch nicht eingehender untersucht.

4.5.7 Übergangstypen

Insgesamt 10 Sterne sind laut van der Hucht (2001) als Übergangstypen klassifiziert, davon neun WN/WC und ein WC/WN. Die meisten dieser Sterne zeigen Spektren, die für WN-Sterne typisch sind, allerdings ergänzt um einige Kohlenstofflinien, vor allem C IV 5812 Å und teilweise der Blend aus C III 4650 Å und C IV 4658 Å. In diesen mischt sich zwar N III 4640 Å, jedoch ermöglicht die leicht unterschiedliche Peakposition einen Rückschluss auf das jeweils dominierende Element. In einzelnen Fällen (WR 8, WR 98) wird auch C III 5696 Å bereits sichtbar.

In allen Fällen, in denen ein Spektrum vorlag, ließ sich ein zufriedenstellender, meist sogar ein guter Fit mit PoWR-Modellen erreichen. Aufgrund ihrer chemischen Zusammensetzung sind WC-Modelle nicht angemessen, weshalb mehrere kleinere Gitter auf Basis des WNE-Gitters (WN-Modelle ohne Wasserstoff) mit erhöhtem Kohlenstoffanteil gerechnet wurden. Während die „reinen“ WN-Modelle einen Kohlenstoffanteil von nur 0,01% aufweisen, haben die Übergangsmo­dellgitter 0,1% und 5%. Für kleine Parameterbereiche existieren außerdem zusätzliche Modelle mit 0,5% und 20%. Zu Vergleichszwecken und bei Abwesenheit von Stickstofflinien wurde auch das WC-Gitter mit reduziertem Kohlenstoff (20%) benutzt.

Eine Übersicht der Sterne und der mittels Fitvergleich ermittelten Kohlenstoffanteile ist in Tabelle 4.9 zu finden. Sofern durch die diskreten Schritte im Kohlenstoffanteil die Reproduktion der Kohlenstofflinien nicht ausreichend gelungen ist, ist außerdem ein Trendpfeil angegeben, der auf einen höheren bzw. niedrigeren Anteil deutet.

WR 126

Bei der Betrachtung des Gitterplots der Fitresultate fällt auf, dass sich ein Stern dem vorherrschenden Schema komplett zu verweigern scheint. Es handelt sich dabei um WR 126, der bereits in der Analyse von Koesterke & Hamann (1995) aus dem Rahmen fiel. Im van der Hucht (2001) wird er als WC5/WN bezeichnet, also als Übergangstyp, dessen WC-Merkmale allerdings hervorstechend sind. Ein Blick auf das Spektrum bestätigt dies. Einzig die Emissionslinienstruktur um 7100 Å lässt sich im Vergleich mit PoWR-Modellen (zumindest teilweise) auf N IV-Linien zurückführen. Der fast zu einer Linie verschmolzene Blend zwischen 4600 Å und 4720 Å wird neben der He II-Linie auch nicht durch Stickstoff, sondern durch C III gebildet, wie die Modelle klar zeigen. Die dominante C IV-Linie (bei 5808 Å) lässt sich hingegen hervorragend mit einem typischen WC-Gittermodell reproduzieren. Dabei werden alle Linien außer die vom Stickstoff reproduziert, wenn auch He II etwas zu schwach, was aber auf die Rasterung des Modellgitters zurückzuführen ist.

Für den Fit erwies sich ein Kohlenstoffgehalt von 20% als sinnvoll, was Entwicklungsrechnungen zufolge in der Tat zum Beginn der WC-Phase passen könnte. (Näheres hier-

Tabelle 4.9 – Galaktische WR-Sterne, die als WN/WC eingestuft sind

WR	Typ	Begleiter	analysiert	X_C^\dagger	Bemerkungen
7a	WN4h/WC	möglich ^a	nein		Entwicklungszustand nicht eindeutig ^a
8	WN7/WCE	möglich	ja	5% ↗	
20a	WN7:h/WC	WN6ha	nein		inzwischen klassifiziert als WN6ha+WN6ha ^b
26	WN7/WCE	nein	ja	20% ↘	WC-ähnliches Spektrum, C IV 5808 Å sehr stark
58	WN4/WCE	nein	ja	0,1% ↘	N V stark, extrem wenig C
98	WN8/WC7	möglich	ja	5%	SB1
101h	WN8/WC9	nein	nein		
126	WC5/WN	nein	ja	20%	einzigere ^c galaktischer WC/WN-Stern
145	WN7/WCE	O 7 V	ja	0,5% ↗	SB1, guter Einzelfit
153ab	WN6/WCE	O 6 I	nein		SB2

[†] nur für analysierte Sterne, Angabe und Trend entsprechend Modellfit

^a laut Oliveira et al. (2003), aber unsicher

^b laut Nazé et al. (2008)

^c laut van der Hucht (2001)

zu in Kap. 5.) Bemerkenswert ist allerdings, dass das Spektrum des Sterns WR 26, der nach Modellfit ebenfalls einen Kohlenstoffanteil von knapp 20% aufweist und bisher als WN7/WCE geführt wird, keine der Besonderheiten von WR 126 zeigt, sondern mit seinen Parametern nahe an der WC-Sequenz liegt, ähnlich den weiteren WN/WC-Sternen. Wahrscheinlich hat WR 126 somit eine sehr individuelle Vergangenheit und markiert kein gewöhnliches Stadium einer WR-Sternentwicklung.

4.5.8 WO-Sterne

Die WO-Sterne unterscheiden sich bei den massereichen WR-Sternen im spektralen Charakter von den WC-Sternen durch deutlich stärkere und breitere Sauerstofflinien. In der Milchstrasse gibt es vier WO-Sterne: WR 30a, WR 93b, WR 102 und WR 142, die sich auf die Subtypen WO 2 (102, 142), WO 3 (93b) und WO 4 (30a) verteilen, wobei WR 30a einen Begleiter vom Typ O5 hat und zuweilen auch als WO 3 eingestuft wird. Ursprünglich wurde auch Sanduleak 3 zu dieser Klasse gezählt, dieser Stern hat sich jedoch aufgrund seiner galaktischen Koordinaten in Kombination mit der Leuchtkraft als Zentralstern herausgestellt und ist damit kein massereicher WO-Stern. WR 93b wurde erst 2004 von Drew et al. (2004) entdeckt und wird entsprechend noch nicht bei van der Hucht (2001) aufgelistet. Nur für WR 102 und WR 142 lagen Spektren vor, so dass sich die Analyse auf den Subtyp WO 2 beschränkt.

Die beiden Spektren unterscheiden sich etwas in den relativen Peakhöhen der einzelnen Linien und in den Verhältnissen der Linien zueinander, gemeinsam ist beiden jedoch eine extrem starke Emissionslinie bei O VI 3811 Å, die nun stärkste Linie im optischen Spek-

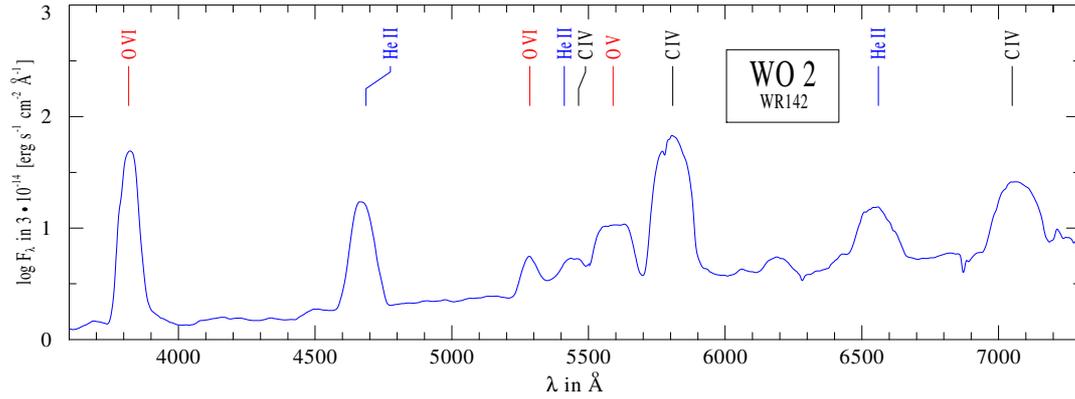


Abbildung 4.23 – Optisches Spektrum des WO 2-Sterns WR 142

trum. C III ist in den Spektren nicht mehr auszumachen, C IV hingegen schon. C IV 5808 Å und der nun nur noch aus C IV und eventuell He II bestehende Blend um 4650 Å sind die nächststärkeren Emissionsstrukturen, die aber wesentlich geringer sind, als beim Subtyp WC 4. Weitere Linien von C IV und O VI sind vorhanden, ebenso O V, wobei die Reproduktion dieser Linien mit Modellen bisher nicht gelingt, wenn man die O VI-Peakhöhen erreichen will. Nur noch wenige Helium-Linien sind zu sehen, der als weitesten entwickelte WR 102 wird zuweilen gar als heliumfrei eingestuft. In den Spektren befindet sich auch eine bisher nicht identifizierte Linie bei ca. 6200 Å. O II und O III, die in diesem Bereich Linien besitzen, scheiden auf Grund der hohen Temperatur als Kandidaten aus.

Tabelle 4.10 – Parameter von galaktischen WO-Sternen

WR	Subtype	T_* [kK]	$\log R_t$ [R_\odot]	R_* [R_\odot]	$\log \dot{M}$ [M_\odot/yr]	v_∞ [km/s]	$\log L$ [L_\odot]	M_{WC} [M_\odot]	η
102	WO2	199,5	0,4	0,69	-5,04	5000	5,83	23,92	3,31
142	WO2	199,5	0,3	0,59	-4,99	5000	5,7	19,76	5,04

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich die WO 2-Spektren sehr deutlich von den frühen WC-Spektren unterscheiden, als deren Verlängerung die WO-Sequenz zuweilen gilt. Zur Reproduktion der wesentlichen Linien waren gesonderte Modelle mit 30% Sauerstoff, 40% Kohlenstoff und nur noch rund 30% Helium nötig. (Der Anteil der Eisengruppeelemente verbleibt bei 0,16%, allerdings lagen auch keine IUE-Spektren für die beiden Sterne vor.) Die extrem breiten Emissionslinien führen auf eine Windgeschwindigkeit von $v_\infty = 5000$ km/s. Der β -Parameter im Geschwindigkeitsfeld wurde zudem auf $\beta = 0,8$ reduziert, was einen steileren Anstieg im inneren Bereich zur Folge hat und die kompaktere Gestalt im Vergleich zu den WC-Sternen widerspielen soll. Der äußere Bereich des Geschwindigkeitsfeldes wird dadurch flacher, eventuell ein wenig zu flach.

Während sich die R_t -Werte beider Sterne unterscheiden, verwenden beide Fits Temperaturen von annähernd 200 kK. Die beiden WO-Sterne stehen damit deutlich abseits der beobachteten WC-Sequenz. Während ihre Temperatur signifikant höher ist, sind die R_t -Werte der benutzten Modelle im Bereich der WC 4-Modelle. Die deutliche Trennung der Sterne in der R_t - T_* -Ebene und der so unterschiedliche Sauerstoffgehalt sprechen eher für einen substanziellen Unterschied zwischen WO 2 und WC-Sequenz. Allerdings könnten

die Spektren der Typen WO 4 und WO 3 durchaus Zwischenstufen zwischen den hier beobachteten Spektren und denen des Typs WC 4 darstellen. Die durch die Fits ermittelten Sternparameter für beide WO-Sterne sind in Tabelle 4.10 aufgelistet. Ihre Massenverlustwerte liegen im üblichen Bereich, ihre aktuellen Massen sind etwas größer als bei den „frühen“ WC-Typen.

Bei der Reproduktion der WO-Spektren fällt außerdem die Levelbegrenzung der Atomdaten (s.a. Abschnitt 3.4.5) ins Gewicht. Die Ionen C IV und O VI besitzen beide die Elektronenkonfiguration von (neutralem) Lithium, haben also ein Außenelektron, dessen Anregungszustände bis zu einer Hauptquantenzahl von $n = 10$ berücksichtigt werden. Bei den meisten WC-Subtypen reicht das aus, die WO-Spektren zeigen allerdings auch Linien von Übergängen aus höheren Niveaus. So fällt die He II-Linie bei 6560 Å beispielsweise mit dem C IV-Übergang $12 \rightarrow 8$ zusammen. Da letzterer unberücksichtigt bleibt, würde dies bei vollständiger Reproduktion der Linie im Modell zu einer Überschätzung des Heliumanteils in der Sternatmosphäre führen. Entsprechend wird umgekehrt diese Linie in dieser Analyse nicht vollständig reproduziert, wie man bei beiden WO-Spektren (s. Anhang, S. 150, 165) deutlich sieht.

5 Sternentwicklung

Ein Stern durchquert verschiedene Stadien im Laufe seiner Entwicklung. Obgleich bis heute nicht alle Details bekannt sind, gilt als sicher, dass Sterne aus Fragmenten kontrahierender Molekülwolken entstehen, bei denen sich schließlich ein hydrostatisches Gleichgewicht und damit ein protostellares Objekt formt. Sobald die Kernfusion im Kern des Objekts zündet, spricht man von einem Stern im eigentlichen Sinne. Nach dem Durchlaufen der Vor-Hauptreihen-Entwicklung, in der der Stern noch vor allem durch Kontraktion seine Energie gewinnt, erreicht er das Hauptreihenstadium, in dem die Energiegewinnung durch Fusion von Wasserstoff zu Helium erfolgt. Nachdem rund 10% des Wasserstoffs im Kern fusioniert wurden, entwickelt sich der Stern weiter und verlässt die Hauptreihe im HRD. Die weiteren Entwicklungsstadien hängen im hohen Maße von der Masse des Sterns ab.

Die Entwicklungen in einem Stern spielen sich auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen ab: Störungen des hydrostatischen Gleichgewichts werden innerhalb der *Frei-Fall-Zeitskala*, auch als dynamische Zeitskala bezeichnet, ausgeglichen. Diese ergibt sich direkt aus dem dritten Keplerschen Gesetz und lautet

$$t_{\text{FF}} = \sqrt{\frac{R^3}{GM}}. \quad (5.1)$$

Für die Sonne ergibt sich hier ein Wert von ca. 30 Minuten, da aber $t_{\text{FF}} \propto R^{\frac{3}{2}}$ gilt, steigt der Wert für weiter ausgedehnte Sterne und kann beim Extremfall der Roten Riesen bis hin zu Wochen gehen.

Nimmt man an, dass ein Stern seine Leuchtkraft nur der eigenen gravitativ bedingten Kontraktion gewinnt, ergibt sich aus dem Vergleich zwischen gravitativer Energie und Leuchtkraft die *Kelvin-Helmholtz-Zeitskala*. Sie wird auch thermische Zeitskala genannt, basierend auf dem durch den Virialsatz ausgedrückten Zusammenhang zwischen potentieller und kinetischer Energie.

$$t_{\text{KH}} = \frac{GM}{R^2 L} \quad (5.2)$$

Gleichung (5.2) ist in der Literatur auch mit einem, wiederum aus dem Virialsatz kommenden, Faktor $\frac{1}{2}$ zu finden. Allerdings werden solche Zeitskalen ohnehin nur für die Betrachtung von Größenordnungen herangezogen, womit dieser Faktor keine wesentliche Rolle spielt. Implizit stecken in den Zeitskala-Formeln ohnehin weitere Annahmen, wie z.B. eine homogene Massenverteilung, die in vielen konkreten Fällen nicht der tatsächlichen Situation entspricht, zur Abschätzung in erster Näherung aber ausreicht. Es gilt meist $t_{\text{KH}} \gg t_{\text{FF}}$, für die Sonne ergibt sich ein Wert von rund 30 Millionen Jahren.

Die Kernfusionsprozesse im Sterninneren liefern die wesentliche Energiequelle, die den gravitativen Kollaps des Sterns über lange Zeit aufzuhalten vermag. Die Energie entsteht dabei aus der Nettodifferenz zwischen den Fusions- und den Ausgangsprodukten. Der größte Energiegewinn ergibt sich dabei bereits aus der Fusion von Wasserstoff, für die

auch - von kleinen Ausnahmefällen wie Lithiumbrennen abgesehen - die vergleichsweise geringste Temperatur im Vergleich mit den anderen Fusionsprozessen nötig ist. Nimmt man an, dass die Energieerzeugung auf diese Weise eine konstante Leuchtkraft L aufrecht erhalten muss, ergibt sich daraus die *nukleare Zeitskala*

$$t_N = \varepsilon X \frac{M}{L}. \quad (5.3)$$

In sie gehen auch der Wasserstoffanteil X und die Energieerzeugungsrate ε ein. Wächst die Leuchtkraft also deutlich schneller als die Masse, wie es am massereichen Ende der Hauptreihe der Fall ist, verringert sich diese Zeitskala dramatisch. Dennoch gilt in den meisten Fällen $t_N \gg t_{KH}$. Da auf der Hauptreihe nur rund 10% des Wasserstoffs verbraucht werden, wird des Öfteren auch von Hauptreihenzeit $t_{HR} = 0,1t_N$ gesprochen.

Für massereiche Sterne spielt noch die Zeitskala des Massenverlusts

$$t_{\text{mass-loss}} = \frac{M}{\dot{M}} \quad (5.4)$$

eine wichtige Rolle. In diesen Fällen gilt $t_{\text{mass-loss}} \lesssim t_N$ und der Massenverlust kann zur entwicklungstreibenden Größe werden. Bereits im Falle vergleichbarer Größenordnungen von nuklearer Zeitskala und Massenverlust-Zeitskala entsteht eine Konkurrenzsituation zweier Prozesse, von denen bei der Entwicklungsbeschreibung nun keiner mehr vernachlässigt werden kann, was jene deutlich verkompliziert.

Mit Ausnahme der Freifall-Zeitskala sind die Zeitskalen selbst für massereiche Sterne allerdings von einer derartigen Größenordnung, dass eine direkte Beobachtung der Entwicklung eines Sterns in den meisten Phasen unmöglich ist. Die tatsächlichen Entwicklungsstadien, die ein Stern durchläuft, können damit neben physikalischen Grundüberlegungen nur aus Statistikinterpretationen und Modellrechnungen abgeleitet werden. Entsprechend groß ist bis heute die Unsicherheit über die Details der Entwicklung, und selbst die genaue Reihenfolge der durchlaufenen Phasen nach der Hauptreihe ist in vielen Fällen nicht abschließend geklärt.

5.1 Entwicklungsszenarien

Wie eingangs in Kapitel 1 erwähnt, gelten WR-Sterne als späte Entwicklungsphasen massereicherer Sterne. Während der Stickstoff in den WN-Sternen noch durch die Anreicherung im Rahmen des CNO-Zyklus, also des in massereicheren Sternen vorherrschenden Wasserstoff-Fusionsprozesses, erklärt werden kann, lassen sich insbesondere die Kohlenstoffanteile der WC-Sterne nur als Endprodukte des 3α -Prozesses verstehen, womit sich der Stern also mindestens im Heliumbrennen befinden muss. Die Zeitskalen der weiteren Brennstufen danach werden immer kürzer, bis hin zum nur noch einen Tag dauernden Siliziumbrennen. Sind keine Fusionsprozesse mehr möglich, kollabiert der Stern und es kommt - im hier diskutierten Massenbereich - zu einer Supernova.

Die in dieser Arbeit analysierten WC-Sterne dürften sich also im Heliumbrennen befinden. Da jedoch die Fusionsprozesse im Kern stattfinden, ist zunächst nicht von sich aus klar, wie diese Elemente in die Sternatmosphäre gelangen, so dass sie auch im Spektrum sichtbar werden. Denkbar wären prinzipiell sowohl starke Durchmischungsprozesse, die

das prozessierte Material permanent aus dem Kern auch in die äußeren Schichten bringen, als auch starker Massenverlust, der die unprozessierten äußeren Schichten schlicht abträgt.

Der Liste von Maeder (1982) folgend, lassen sich folgende Szenarien unterscheiden:

1. **Conti-Szenario:** Nach Conti (1979) entwickeln sich WR-Sterne direkt aus massereichen Of-Sternen, wobei zunächst die wasserstoffreiche WNL-Phase durchlaufen wird. Durch starken Sternwind verlieren sie dann an Masse und erreichen so das WNE- und später das WC-Stadium. Zum Roten Riesen wird der Stern dabei nie.

$$O \rightarrow Of \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC \quad (5.5)$$

2. **Quasi-homogene Entwicklung:** Supermassereiche Sterne mit über $100 M_{\odot}$ haben durch den hohen Massenverlust eine quasi-homogene Struktur, die sie ihre ganze Entwicklung über behalten. Die Entwicklungssequenz ist dabei identisch mit dem Szenario von Conti, weshalb diese beiden oft nicht unterschieden werden.
3. **Post-RSG-Szenario:** Die zur Entfernung der äußeren Hüllen nötigen Massenverluste können auf der Hauptreihe nur von den massereichsten Sternen erreicht werden. Wird ein Stern zum Überriesen, ist ein solcher Massenverlust jedoch möglich. Nachdem der Stern erst zum Blauen Überriesen und dann zum Roten Überriesen wird, zündet das Heliumbrennen und ein starker Massenverlust setzt ein. Im Hertzsprung-Russell-Diagramm (s. nächsten Abschnitt) wandert der Stern dann bei konstanter Leuchtkraft nach links.

$$O \rightarrow BSG \rightarrow RSG \rightarrow WN \rightarrow WC \quad (5.6)$$

4. **Doppelstern mit Massentransfer:** Durch Massentransfer via Roche Lobe Overflow in engen Doppelsternsystemen könnte ein Partner seiner wasserstoffreichen Hüllen abgeben. Das Resultat sind WR+O-Systeme, die in der Tat beobachtet werden. Im Verlauf der weiteren Entwicklung kann auch der zweite Partner das WR-Stadium erreichen, der erste ist dann in der Regel aber bereits ein kompaktes Objekt, d.h. ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch.
5. **Mischungsszenarien:** Durch starke Mischprozesse im Stern gelangt Material aus dem Kern in die Hülle. Mehrere Ursachen werden dabei diskutiert: „Rotational Mixium“ durch starke Rotation, Konvektion mit „Overshoot“ sowie turbulente Diffusion.

Obwohl der Doppelsternkanal ein nicht zu vernachlässigender Entstehungskanal für WR-Sterne sein dürfte, wird er in dieser Analyse der Einzelsterne vernachlässigt. Die Gitterauswertung hat gezeigt, dass sich mindestens ein Teil der Doppelsternsysteme deutlich von Einzelsternen hinsichtlich ihrer (vermeintlichen) Parameter unterscheidet, so daß es extrem unwahrscheinlich ist, daß alle WC-Einzelsterne in Wahrheit unentdeckte Doppelsterne sind. Unterschlagen werden dabei natürlich die Einzelfälle, in denen ein heute als einzelnes Objekt identifizierter WC-Stern zunächst in einem Doppelsternsystem entstanden ist, welches dann aber durch die Supernova-Explosion des Begleiters aufgelöst

wurde. Diese Objekte verraten sich allerdings typischerweise durch eine hohe Eigengeschwindigkeit und wären damit im Rahmen einer weiteren Analyse identifizierbar.

Ohne die Mischungsszenarien, die meist nur für konkrete Einzelfälle favorisiert werden, ergeben sich für Einzelsterne zusammengefasst die von Massey (2003) in Tabelle 5.1 aufgelisteten Entwicklungswege in Abhängigkeit der Anfangsmasse. Dabei gilt grob: Für den unteren Massenbereich wird das Post-RSG-Szenario angenommen, für den oberen das Conti-Szenario.

Tabelle 5.1 – Entwicklungsszenarien nach Massey (2003)

Massenbereich				Entwicklungsstadien			
10 M_{\odot}	<	M	< 20 M_{\odot}	OB	→	RSG	→ BSG → SN II
20 M_{\odot}	<	M	< 25 M_{\odot}	O	→	RSG	→ WN → SN IIb
25 M_{\odot}	<	M	< 40 M_{\odot}	O	→	RSG	→ WN → WC → SN Ib/c
40 M_{\odot}	<	M	< 85 M_{\odot}	O	→	WN	→ WC → SN Ib/c
		M	> 85 M_{\odot}	O	→	LBV	→ WN → WC → SN Ib/c

Alternativ zum Conti-Szenario dazu schlagen Langer et al. (1994) für die sehr massereichen ($> 40 M_{\odot}$) Sterne eine LBV-Phase (Leuchtkräftiger Blauer Veränderlicher, engl. *luminous blue variable*) vor, die aus den wasserstoffreichen (bis zu 50%) WN-Sternen schließlich wasserstoffarme ($\approx 10\%$) WN-Sterne macht. Auch ein LBV zeichnet sich durch einen starken Sternwind und eine wasserstoffreduzierte Sternatmosphäre aus, was eine Verknüpfung zumindest möglich erscheinen lässt. Das Spektrum eines LBV ändert sich auf (astronomisch gesehen) sehr kurzen Zeitskalen, die mit gewaltigen Masseneruptionen verknüpft sind. Die physikalischen Mechanismen dafür sind bisher unklar, jedoch könnten die Massenauswürfe, die durch den Stern umgebende Nebel belegt sind, eine bedeutende Rolle für den Verlust der Wasserstoffhülle spielen. Als bekanntestes (und zugleich wohl extremstes) Beispiel für einen LBV gilt η Carinae, der hellste Stern unserer Milchstraße.

Mit der Annahme einer LBV-Phase zur Entfernung der Wasserstoffhüllen ergibt sich somit die Sequenz:

$$O \rightarrow Of \rightarrow WNL_{H\text{-reich}} \rightarrow LBV \rightarrow WNL_{H\text{-arm}} \rightarrow WNE_{H\text{-frei}} \rightarrow WC \quad (5.7)$$

Für die wasserstoffreichen WNL-Sterne wird in diesem Szenario vermutet, dass sie, anders als ansonsten für WR-Sterne angenommen, im Kern noch Wasserstoff fusionieren, aber wegen ihrer hohen Leuchtkraft einen hohen Massenverlust haben. Erst die wasserstoffärmeren WR-Sterne würden sich demnach im Heliumbrennen befinden. Für die Sterne mit geringerer Ausgangsmasse kommt diese Variante mit LBV-Phase allerdings nicht in Frage, hier vermuten auch Langer et al. (1994) eine Post-RSG-Entwicklung.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass in allen Szenarien die WC-Sterne als massereiche Sterne im Endstadium der Entwicklung gesehen werden. Sie werden als WN(E)-Nachfolger gesehen, wobei in den oben beschriebenen Szenarien nicht weiter zwischen WC und WO unterschieden wird. Fügt man dies noch optional ein, so ergibt sich als Ausgangsvermutung für die nachfolgende Betrachtung diese Spätstadien-Sequenz:

$$WNE \rightarrow WC [\rightarrow WO] \rightarrow SN \quad (5.8)$$

Lässt man die Entstehung des WNE-Sterns dabei außer Acht, sollte dieses Szenario für alle Ausgangsmassen ab einer gewissen Untergrenze gelten, die für das Erreichen einer

WC-Phase nötig ist. Massey (2003) und anderen Entwicklungsrechnungen folgend sollte diese bei ca. $25 M_{\odot}$ liegen, wobei bereits ab $20 M_{\odot}$ eine WN-Phase, aber keine WC-Phase durchlaufen würde.

Auch die abschließende Supernova lässt sich spektroskopisch in unterschiedliche Klassen einteilen. Die grobe Unterscheidung zwischen Typ I und Typ II geschieht hier über den Wasserstoff. Bei Supernovae vom Typ II gibt es Wasserstofflinien, beim Typ I nicht. Insbesondere Typ I wird noch weiter unterschieden, wobei dem Typ Ia (Silizium vorhanden) eine Sonderrolle zukommt, da er die Situation eines Doppelsternsystem beschreibt, in dem ein Weißer Zwerg durch Massenzufuhr des Partners die Chandrasekhar-Grenze überschreitet. Dieser Fall, in dem übrigens kein kompaktes Objekt übrig bleibt, betrifft also massearme Sterne. Man spricht auch von einer thermonuklearen Supernova im Kontrast zu den in diesem Zusammenhang wichtigen Kernkollaps-Supernovae, zu denen alle nachfolgend vorgestellten Typen gehören.

Typ Ib und Ic unterscheiden sich nun durch den Heliumanteil. Ist kein He I vorhanden, spricht man vom Typ Ic, ansonsten vom Typ Ib. Es ist bisher unklar, ob bei dieser Trennung auch physikalisch unterschiedliche Vorläuferobjekte jeweils existieren. Zuweilen werden beide Typen daher unter Ib/c zusammengefasst. Beide wurden bisher nur in Spiralgalaxien beobachtet. (Turatto 2003)

Im Gegensatz zu Typ I zeigen alle Supernovae vom Typ II Wasserstofflinien. Ein Sonderfall stellt dabei der Typ IIb dar, der nur in der frühen Phase Wasserstoff zeigt, während das späte Spektrum dem Typ Ib/c entspricht. Als mögliche Vorläufer gelten Sterne, die ihre Wasserstoffhüllen nicht ganz, aber zum größten Teil verloren haben. Hinzu kommen Sterne in Doppelsternsystemen, die eigentlich schon kein Wasserstoff mehr besaßen, aber vom Partner Wasserstoff zugeführt bekommen haben. Die weiteren Vertreter des Typs II werden hauptsächlich in drei Klassen unterteilt: Als „normal“ gelten die Typen II-P und II-L, deren angehängter Großbuchstabe kennzeichnet, ob die (optische) Lichtkurve ein Plateau hatte oder linear verlief. Letzteres bedeutet eine permanente Abnahme der Leuchtkraft, während in ersterem Fall kurz nach dem Maximum die Leuchtkraft zunächst (2-3 Monate) nahezu konstant bleibt, was man auf Rekombination in den Wasserstoffhüllen zurückführt. Die Trennung zwischen beiden Formen ist allerdings nicht strikt, es gibt einige beobachtete Übergangsformen mit kurzem Plateau. Laut Turatto (2003) nimmt man für den Typ II-L eine Wasserstoffhülle von $1-2 M_{\odot}$, für den Typ II-P hingegen ca. $10 M_{\odot}$ an.

Zuletzt gibt es den Typus II_n, der durch starke Balmer-Emissionslinien geprägt ist und im Gegensatz zu den anderen Typen keine breiten Absorptionslinien zeigt. Vermutete Ursache hierfür ist die Interaktion mit zirkumstellarem Material. Als Vorläuferobjekte galten zunächst Sterne mit einer Ausgangsmasse von $8-20 M_{\odot}$, laut Smith (2008) ist aber inzwischen klar, dass die Supernovae vom Typ II_n von Sternen mit Ausgangsmassen von mindestens $50-60 M_{\odot}$ stammen müssen.

WR-Sterne gelten als Standardkandidaten für Supernovae vom Typ Ib und Ic, allerdings gibt es - im Gegensatz zur Situation bei den Typen II-P, II-L, IIb und II_n - keinen Fall, in dem für eine entsprechende Supernova ein Vorläuferstern identifiziert werden konnte (Smith et al. 2010). Da zumindest WC- und WO-Sterne keinen Wasserstoff mehr zeigen, ist die Auswahl allerdings begrenzt. Während für SN IIb prinzipiell noch WN-Sterne in Frage kommen, bleiben nur die Kernkollaps-Typen Ib und Ic für WC und WO übrig, es wäre jedoch gut möglich, dass es für diese beiden SN-Typen noch einen anderen Entstehungsweg gibt, nämlich RLOF in engen Doppelsternsystemen.

5.2 Hertzsprung-Russell-Diagramm

Als wichtige visuelle Vergleichsmöglichkeit von Analyseresultaten und Sternentwicklungsmodellen dient das Hertzsprung-Russell-Diagramm. Hier lassen sich die einzelnen Sterne als Punkte entsprechend ihrer ermittelten Parameter eintragen, während die Entwicklungsrechnungen für die Sterne optimalerweise eine zeitliche Sequenz von Parametern liefern, die sich als Entwicklungsweg des Sterns in das Diagramm eintragen lässt. Der Begriff des Hertzsprung-Russell-Diagramms bezieht sich allerdings je nach Kontext auf unterschiedliche Diagramme. Üblich ist der Begriff vor allem für folgende Diagramme:

- *Klassisches HRD*: Absolute Helligkeit M_V gegenüber Spektraltypsequenz (O, B, A, ...)
- *Physikalisches HRD*: $\log L$ gegenüber $\log T$
- *Farben-Helligkeits-Diagramm (FHD)*: Absolute Helligkeit M_V gegenüber einem Farbindex, z.B. B-V

Trotz der unterschiedlichen Größen zeigen alle diese Varianten ein Helligkeitsmaß gegenüber einer mit der Temperatur des Sterns korrelierten Größe. Entsprechend lassen sich die Varianten ineinander umrechnen und zeigen auch - bis auf durch die Umrechnung entstehende Effekte - die gleichen Strukturen. In dieser Arbeit ist im Folgenden ausschließlich das physikalische HRD gemeint, wenn vom Hertzsprung-Russell-Diagramm gesprochen wird. Zwar ist das FHD direkter aus Beobachtungsdaten zu bestimmen, bei heißen Sternen jedoch unbrauchbar, da dort der Rayleigh-Jeans-Bereich sich bis ins Blaue erstreckt und somit keine Farbunterschiede mehr auszumachen sind. Die Modellrechnungen, sowohl bei der Sternentwicklung, als auch beim PoWR-Code, arbeiten zudem direkt mit den physikalischen Basisgrößen Leuchtkraft L_* und Temperatur T_* . Da ohnehin wie zuvor beschrieben jeder Beobachtung ein Gittermodell zugeordnet wurde, stehen somit alle für ein physikalisches HRD benötigten Werte direkt zur Verfügung.

5.2.1 HRD Position

In Abbildung 5.1 ist das aus den Modellfits (Werte s. Tabelle 4.7) resultierende HRD für die untersuchten galaktischen WC-Sterne dargestellt. Zur besseren Orientierung wurden die Alter-Null-Hauptreihe (engl. *Zero Age Main Sequence*, kurz ZAMS) für die Milchstraße sowie die theoretische Alter-Null-Hauptreihe für reine Heliumsterne (He-ZAMS) eingetragen. Die verschiedenen Subtypen sind nach demselben System wie in Abbildung 4.11 farblich hervorgehoben. Sterne mit bekannter Entfernung sind durch größere Symbole gekennzeichnet.

Obgleich WR-Sterne wie in Kapitel 1 beschrieben durch spektrale Charakteristika definiert sind, versucht sich Vanbeveren et al. (1998b) an einer, noch recht groben, physikalischen Klassifikation: Wolf-Rayet-Sterne seien wasserstoffarme, heliumbrennende Sterne mit $\log L/L_\odot \geq 4,5$ und $T_{\text{eff}} \geq 30.000$ K. Ein Blick auf Abbildung 5.1 zeigt, dass in der Tat alle untersuchten Sterne diese Bedingungen erfüllen, selbst die vom Typ WC 9.

Da die WC-Sterne keinerlei Wasserstoff mehr enthalten, wäre prinzipiell eine Position im HRD auf oder jenseits (hin zu heißeren Temperaturen) der Helium-ZAMS zu erwarten gewesen. Die wesentlich kühleren Werte widersprechen allerdings nicht der durch die

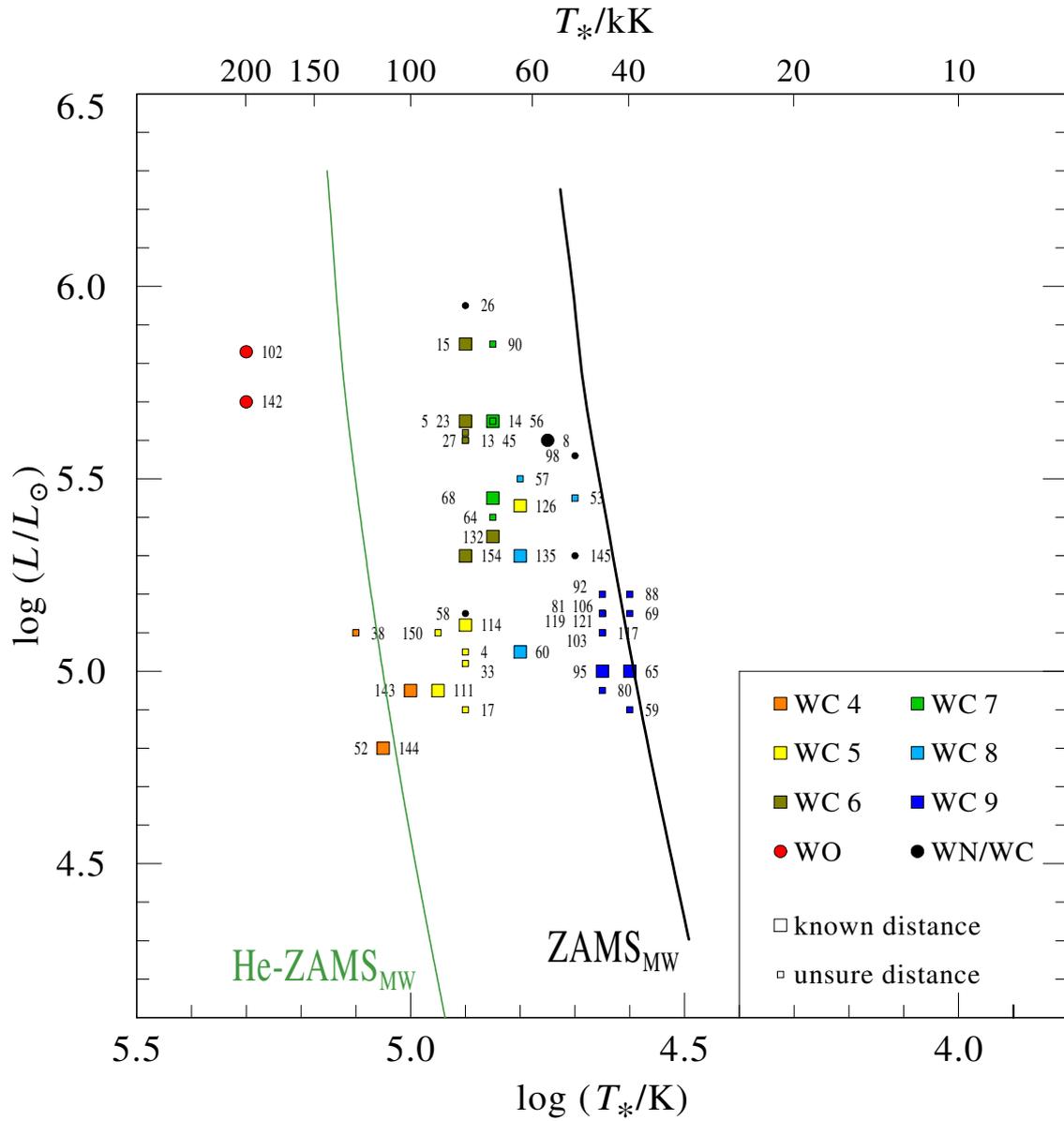


Abbildung 5.1 – HRD mit den aus den Modellfits ermittelten WC-Sternpositionen, die beistehenden Ziffern entsprechen den WR-Nummern nach van der Hucht (2001)

Spektren ohnehin belegten Wasserstoffabwesenheit, sondern könnten ein Hinweis darauf sein, dass der Stern deutlich ausgedehnter ist und die Temperatur T_* nicht den gleichen Referenzradius benutzt wie die Rechnung für die He-ZAMS. Modellrechnungen gehen in der Regel von einem hydrostatischen Gleichgewicht aus, was bei den expandierenden WR-Sternatmosphären aber nicht der Fall ist. Damit wird der Referenzradius kleiner als in unserem Fall, und die so erhaltenen Temperaturen sind höher als die T_* -Werte. Als Referenz für T_{eff} wird meist eine optische Tiefe von $\tau_{\text{Rosseland}} = 2/3$ benutzt, während R_* und T_* bei $\tau_{\text{Rosseland}} = 20$ definiert sind. Da somit stets $T_{2/3} < T_*$ gilt, erklärt dies nicht die Diskrepanz, sondern vergrößert sie sogar noch.

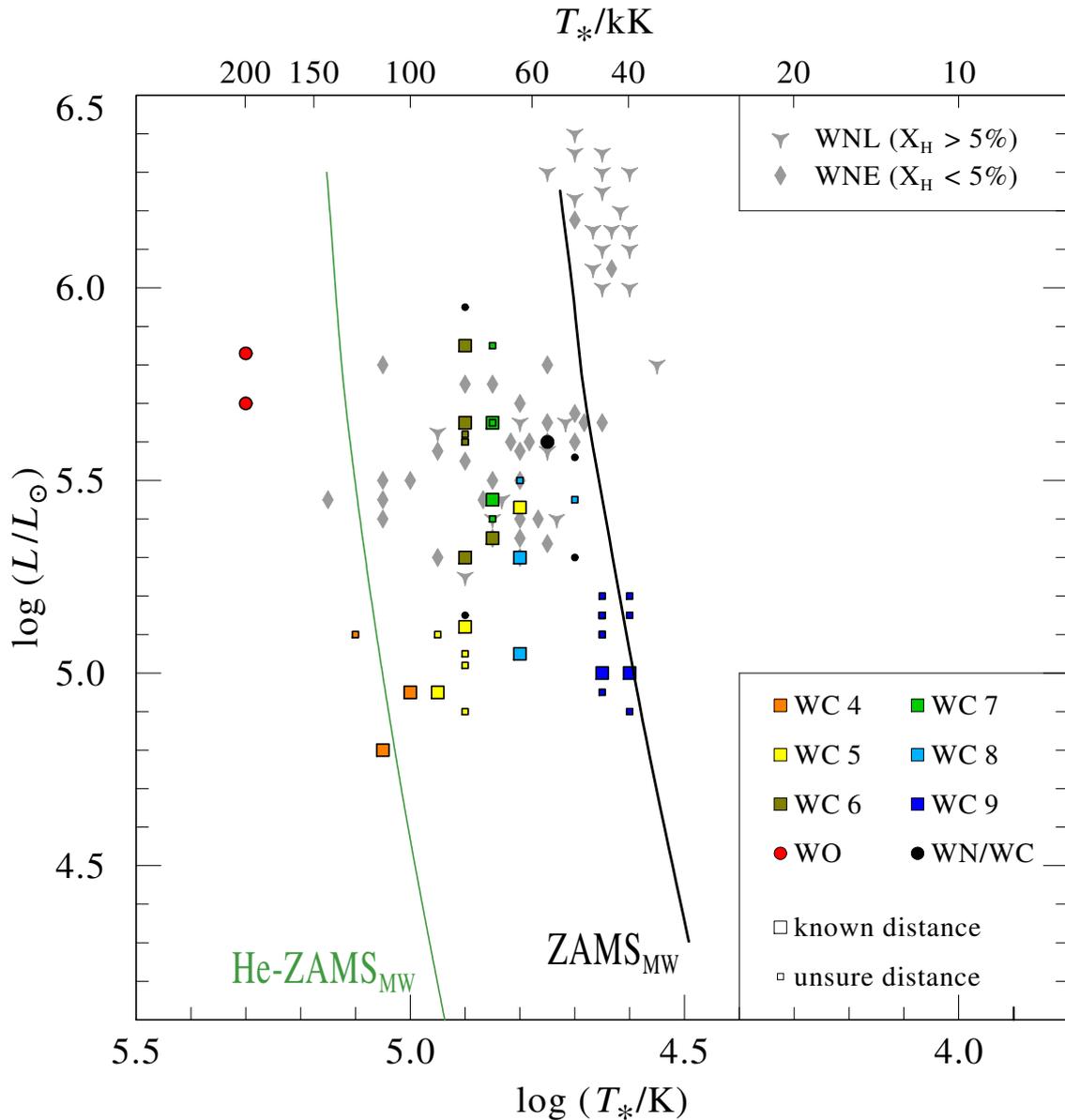


Abbildung 5.2 – HRD mit WC-Sternpositionen sowie den Ergebnissen für WN-Sterne von Hamann et al. (2006)

Abbildung 5.2 zeigt zusätzlich zu den ermittelten WC-Sternpositionen die von

Hamann et al. (2006) ermittelten Positionen für die WN-Sterne. Dabei sind WNL und WNE unterschieden, wobei hier die entwicklungstechnisch interessantere Unterscheidung nach Wasserstoffgehalt benutzt wird. Alle Sterne mit WNE-Symbol zeigen also keinen Wasserstoff mehr im Spektrum. Sofort wird deutlich, dass die Gruppe der WN-Sterne in zwei Teile zerfällt, die zum größten Teil deckungsgleich mit der Unterscheidung zwischen WNL und WNE ist. Die wasserstoffhaltigen WNL-Sterne sind dabei leuchtkräftig und am oberen Ende der Hauptreihe zu finden, die WNE dagegen zwischen Hauptreihe und Helium-Hauptreihe, ähnlich wie die WC-Sterne, nur bei im Mittel etwas höheren Leuchtkräften.

Die Zweiteilung überrascht insofern, als nach den eingangs vorgestellten Szenarien eigentlich ein Übergang zwischen den beiden Phasen erwartet wird. Mit der in (5.7) vorgeschlagenen LBV-Zwischenphase wäre dies allerdings durchaus qualitativ noch zu erklären. Es fällt zudem auf, dass mehr WNL-Sterne in der Gruppe der WNE zu finden sind als umgekehrt. Betrachtet man die beiden WNE im WNL-Bereich als Sonderfälle, bleibt nur die Frage, ob nun die WNL im WNE-Bereich auch Sonderfälle sind, z.B. bisher unentdeckte Doppelsterne, die durch RLOF frischen Wasserstoff vom Partner bekommen haben könnten, oder ob der WNE-Phase vielleicht doch immer eine WNL-Phase voraus geht, die je nach Ausgangsmasse aber vielleicht nur kurz ist.

5.2.2 Vergleich mit Sternentwicklungsrechnungen

Nach der losgelösten Darstellung der Sterne sollen nun die empirischen Positionen der analysierten WC-Sterne mit Entwicklungsrechnungen verglichen werden, deren Resultate sich als Entwicklungswege (Tracks) in ein HRD eintragen lassen. Dabei zeigt sich dann, ob die ermittelten Sternpositionen im HRD überhaupt in einem Bereich sind, der von den Tracks durchlaufen wird und wenn dies der Fall ist, ob sie auch auf dem dabei angenommenen WC-Abschnitt liegen. Ferner lassen sich einzelne Sternparameter aus unserer Analyse mit den Werten aus der Entwicklungsrechnung, z.B. für die berechneten Massen, vergleichen und generelle Vorstellungen über die Entwicklung massereicher Sterne überprüfen.

Genfer Entwicklungsmodelle

Die führende Arbeitsgruppe, die sich mit Entwicklungsrechnungen beschäftigt, sitzt in Genf in der Schweiz. Die Gruppe berechnet mit dem *Geneva Stellar Evolution Code* Sternentwicklungswege.

Die WR-Phasen der Entwicklungswege sind in Abbildung 5.3 und den folgenden zusätzlich hervorgehoben. Die in Abbildung 5.3 dargestellten Verläufe von Schaller et al. (1992) zeigen bereits eine deutliche Diskrepanz zwischen den durch die Tracks vorhergesagten WC-Abschnitten und den tatsächlichen Sternpositionen. Lediglich die Sterne des Subtyps WC 4 liegen wie erwartet am Ende der Entwicklung. Dies gilt jedoch auch nur, wenn man die Variante mit höherem (doppeltem) Massenverlust benutzt. Hält man sich an die Modelle mit einfachem Massenverlust, enden die typischen „Haken“ der WC-Phase bereits bei deutlich höheren Leuchtkräften. Dabei nutzen Schaller et al. (1992) für die Massenverluststraten der WR-Phasen die von Langer (1989a) aufgestellte Relation (4.24), die für eine Masse von $M_{\text{WC}} = 10 M_{\odot}$ einen Wert von $\dot{M} = 10^{-4,6} M_{\odot}/\text{a}$ liefert. Das ist zwar nah am Mittelwert dieser Arbeit von $\dot{M} = 10^{-4,75} M_{\odot}/\text{a}$, doch da die von Schaller et al.

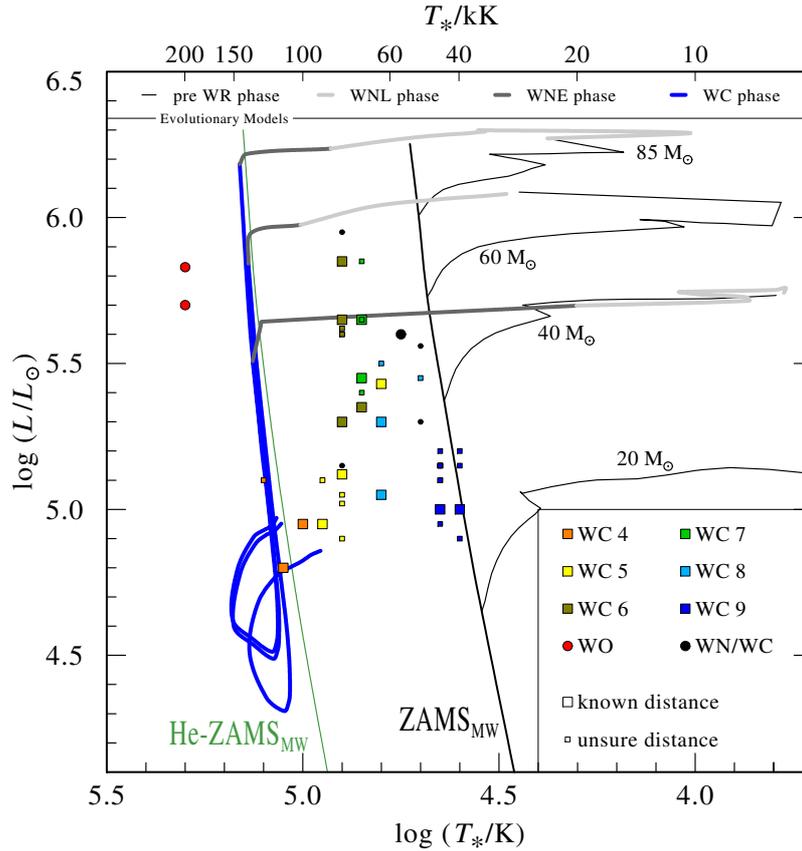


Abbildung 5.3 – HRD mit den WC-Sternpositionen im Vergleich mit den Genfer Entwicklungsrechnungen von Schaller et al. (1992) für „doppelten Massenverlust“, ohne Rotation

(1992) berechneten WC-Massen eher bei $M_{WC} \lesssim 5 M_{\odot}$ liegen, sinkt \dot{M} um fast eine Größenordnung, was deutlich unter den hier ermittelten Werten liegt.

In der WC-Phase wandern die Sterne bei Schaller et al. (1992) die Helium-Hauptreihe herunter. Man könnte wie schon zuvor argumentieren, dass die Diskrepanz zwischen Fit-ergebnissen und Entwicklungsmodellen hinsichtlich der Temperatur vor allem durch die unterschiedliche Referenzradien entsteht, während die Leuchtkräfte im erwarteten Intervall liegen, zumindest bei den höheren Massenverlusten. Allerdings sind die Rechnungen von Schaller et al. (1992) nicht mehr der aktuellste Stand, neuere Resultate liefern Meynet & Maeder (2003), deren Resultate in Abbildung 5.4 dargestellt sind. In der Zwischenzeit wurden auf der Seite der Sternatmosphärenmodellierung Fortschritte gemacht. Wie in Kapitel 3 dargelegt, wurde u.a. Clumping hinzugezogen, das sich massenverlust-reduzierend auf die Analyse auswirkt.

Die Modelle von Meynet & Maeder (2003) nehmen dies zur Kenntnis und verwenden niedrigere Massenverlustraten als Schaller et al. (1992). Zusätzlich wurde optional auch Rotation inklusive der dadurch induzierten Mischprozesse berücksichtigt, und neben den nichtrotierenden Entwicklungsrechnungen eine zweite Variante mit $v_{rot} = 300 \text{ km/s}$ gerechnet. Die entsprechenden Entwicklungswege sind in Abbildung 5.4 bzw. 5.5 aufgetragen. Schon auf den ersten Blick sind deutliche Unterschiede zu erkennen. Erst ab einer Anfangsmasse von $37 M_{\odot}$ erreicht im Fall ohne Rotation ein Stern die Wolf-Rayet-Phase.

Ein Blick auf den Track in Abbildung 5.4 zeigt allerdings, dass dabei noch nicht die WC-Phase durchlaufen wird, dafür ist eine noch höhere Anfangsmasse nötig. Die Tracks für $60 M_{\odot}$, $85 M_{\odot}$ und $120 M_{\odot}$ zeigen dagegen sowohl WNL- und WNE-, als auch WC-Phase. Dabei liegen ihre Leuchtkräfte allerdings auch in Bereichen, die nur von wenigen analysierten WC-Sternen überhaupt erreicht werden. Einzig der WO-Stern WR 102 liegt in einem Bereich, wo man ihn von den Tracks her erwartet.

Die Position der Supernova-Symbole am Ende der Tracks sind mit einer gewissen Unsicherheit zu betrachten, da die Entwicklungstracks lediglich bis zu dem Zeitpunkt gerechnet sind, an dem der Heliumanteil im Kern 0% erreicht hat. Die Phase des Kohlenstoffbrennens, das zwar wesentlich kürzer als das Heliumbrennen ist, aber anders als die nachfolgenden Brennstufen noch im (bis zu dreistelligen) Jahresbereich liegt, wird damit also nicht bzw. nicht vollständig abgedeckt, so dass der Stern zum eigentlichen Supernova-Zeitpunkt noch etwas heißer sein könnte.

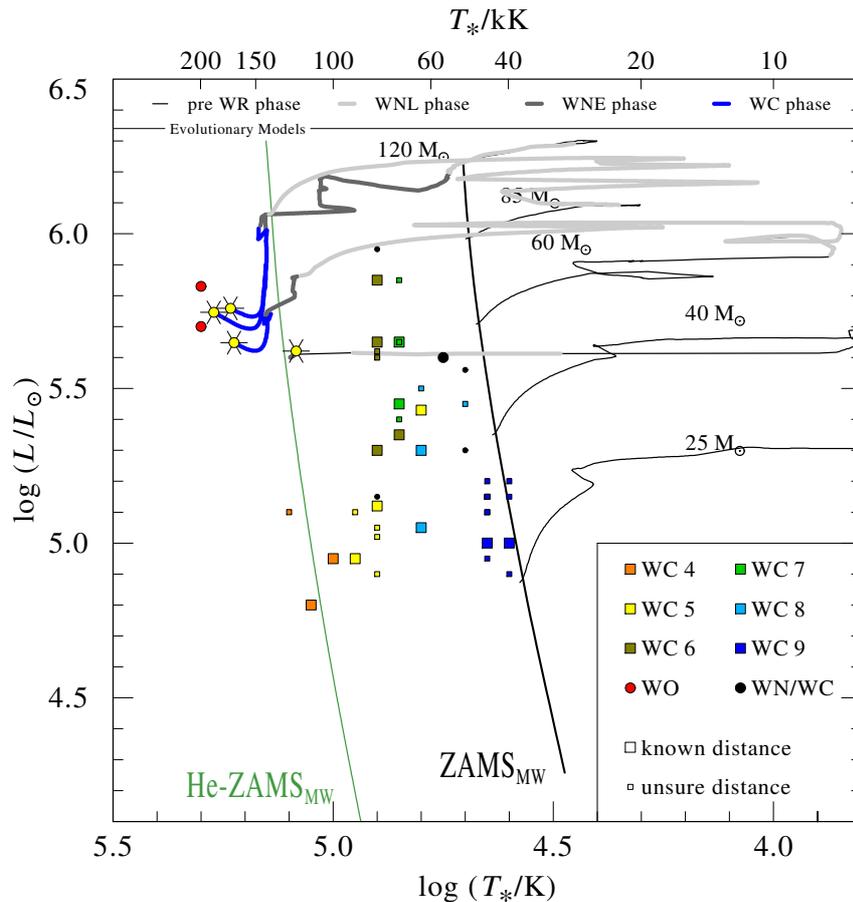


Abbildung 5.4 – HRD mit den Ergebnissen dieser Arbeit und den Entwicklungswegen von Meynet & Maeder (2003) ohne Rotation

Die WR-Phasen sind anhand der chemischen Zusammensetzung an der Sternoberfläche zugeordnet. Sobald ein Stern die Marke von 40% Wasserstoff unterschreitet, gilt er hier als WNL, ab weniger als 5% dann als WNE. Sobald der Kohlenstoffanteil 20% übersteigt, wird der Bereich als WC eingestuft. Zunächst wurde für den letzten Grenzwert aus Kontinuitätsgründen mit Hamann et al. (2006) ein Wert von 2% gewählt. Da die in dieser

Arbeit auch kurz betrachteten WN/WC-Sterne z.T. noch etwas mehr Kohlenstoff haben, aber dennoch ein WN-typisches-Spektrum zeigen, das nur durch Kohlenstoff ergänzt wird, haben wir diesen Grenzwert überdacht. Ein Blick in die Datensätze von Meynet & Maeder (2003) zeigt, dass erst bei knapp 20% Kohlenstoffanteil der Stickstoffanteil beginnt signifikant abzunehmen. Die WN/WC-Phase wäre damit in den Tracks schon der WC-Phase zugeschrieben, auch wenn dies dem spektralen Charakter nicht entspricht. Mit dem 20%-Wert wird sie nun passender der WNE-Phase zugeschrieben.

Wie in Abbildung 5.5 zu erkennen, erreicht nach den Genfer Modellen selbst bei Rotation ein Stern mit $25 M_{\odot}$ nun bereits die WR-Phase, allerdings noch nicht die WC-Phase. (Übrigens auch nicht, wenn man bei dem 2%-Kriterium bliebe, am Ende des Heliumbrennens in der Hülle hätte der Stern nur 1,35% Kohlenstoff an der Oberfläche.) Der Track für $40 M_{\odot}$ erreicht nun das WC-Stadium, hat allerdings eine höhere Leuchtkraft bei der Rückkehr auf die blaue Seite als im nichtrotierenden Fall. Nach wie vor sind die Leuchtkräfte der Tracks generell zu hoch, die Haken der WC-Phase liegen nun allerdings niedriger, ihre Leuchtkraft hat sich ungefähr halbiert, ist aber noch immer deutlich größer als in den alten Tracks von Schaller et al. (1992). Auch folgt in beiden neueren Fällen die berechnete WC-Entwicklung nicht mehr so präzise der Helium-Hauptreihe.

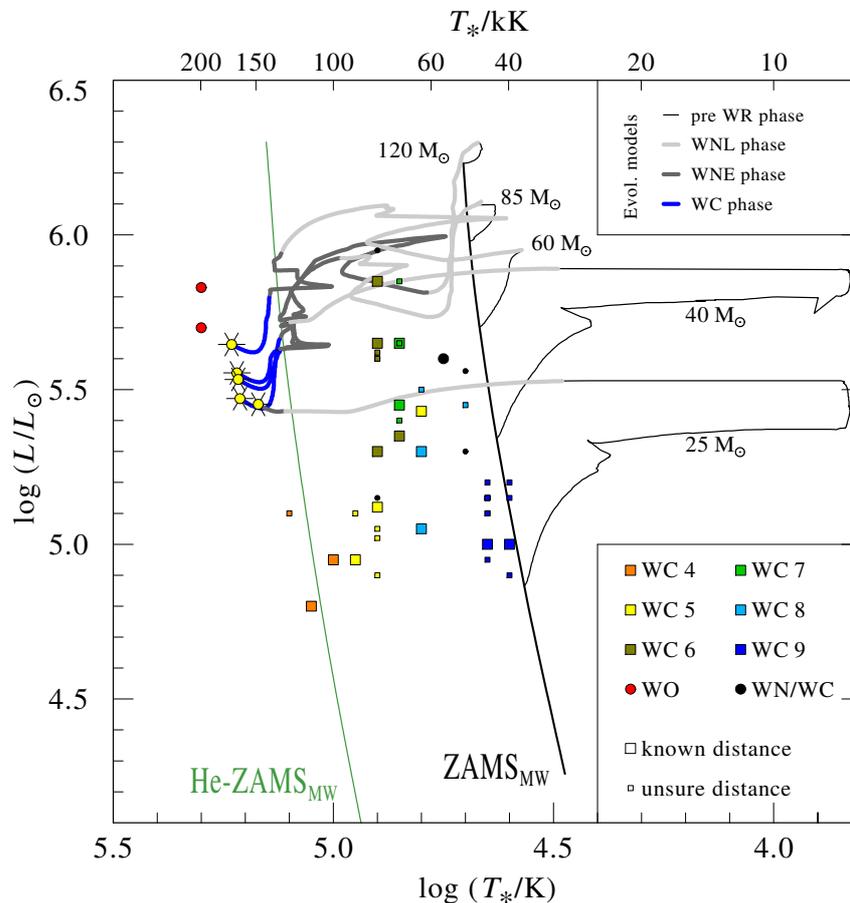


Abbildung 5.5 – HRD mit den Ergebnissen dieser Arbeit und den Entwicklungswegen von Meynet & Maeder (2003) mit Rotation

Obwohl die Rotationstracks eine passendere Entwicklungsbeschreibung zu sein scheinen

und zumindest für die von Hamann et al. (2006) leuchtkräftigen WNL-Sterne plausible Tracks liefern, zeigen sie für die WC-Sterne und auch für die WNE-Sterne dieselben Diskrepanzen wie die nichtrotierenden Versionen. Einzig die WO-Sterne wirken stimmig, wobei diese zu den Tracks ohne Rotation noch besser passen. Wenige WC-Sterne liegen nun in einem Bereich, der zumindest von Tracks durchlaufen wird, wenngleich auch in der dortigen WNL- oder WNE-Phase. Die Untergrenze für die WR-Phase liegt laut Meynet & Maeder (2003) bei nun $22 M_{\odot}$ für die Rotationstracks, doch sollte auch nur deren Leuchtkraft stimmen, sieht es eher danach aus, dass die tatsächliche Grenze noch niedriger liegt und dabei sogar bereits die WC-Phase erreicht wird. In jedem Fall könnte der größte Teil der betrachteten Sterne wohl Ausgangsmassen von unter $40 M_{\odot}$ haben, was ein deutlicher Widerspruch zu den Entwicklungsrechnungen und den bisherigen Vorstellungen davon ist, woraus WC-Sterne entstehen.

Da für die Tracks von Meynet & Maeder (2003) die vollständigen Daten aller berechneten stellaren Parameter vorliegen, lassen sich die Entwicklungswege auch in das R_t - T_* -Diagramm eintragen, sofern man für die Berechnung von R_t die im Hauptgitter benutzten Werte für $v_{\infty} = 2000$ km/s und $D = 10$ annimmt. Für den Zeitraum vor Erreichen der WR-Phase ist das so berechnete Resultat natürlich nicht aussagekräftig, wohl aber lassen sich die hier interessanten WR-Phasen mit der für die WC-Sterne bestimmten Sequenz vergleichen. Tatsächlich zeigt Abbildung 5.6 überraschenderweise, dass trotz deutlicher Differenzen zwischen den Tracks und Sternpositionen im HRD, es einige Übereinstimmungen in der von Entfernungswerten unabhängigen R_t - T_* -Ebene zwischen den Ergebnissen dieser Arbeit und den Modellen gibt. In den meisten Fällen überstreicht die WNL- und zum Teil die WNE-Phase genau die beobachtete WC-Sequenz, während die berechnete WC-Phase in einem Bereich jenseits der beobachteten Sequenz ist.

Der qualitative Trend der Modelle passt also, nicht aber die Phase, was auch bei aller Unsicherheit über deren genauen Beginn und Ende nicht mit Kriterienunterschieden erklärt werden kann. Wie schon im HRD sind auch im R_t - T_* -Diagramm die Tracks mit Rotation passender als die ohne, jedoch auch hier können die Modelle nur WNL- und ggf. WNE-Sterne im beobachteten WC-Bereich liefern. Bemerkenswert ist auch, dass der „Knick“ hin zu den WC9-Sternen nicht in den Tracks vorkommt, mit einer leichten Ausnahme des Tracks für $60 M_{\odot}$ mit Rotation, der auf einer zusätzlichen Schleife diesen Bereich streift. Ein Blick zurück ins HRD zeigt jedoch, dass die Diskrepanz in den Leuchtkräften dafür gewaltig ist. Eine komplette Größenordnung beträgt der Unterschied: Der Track liegt bei knapp über $10^6 L_{\odot}$ die WC9-Sterne hingegen bei $10^{4,9}$ - $10^{5,2} L_{\odot}$.

Die Deckung von Tracks und beobachteter Sequenz zeigt damit weniger die Gültigkeit der Entwicklungsmodelle, als vielmehr die geschickte Definition des „transformierten Radius“ R_t , der ja gerade als möglichst skalenneutrale Größe konstruiert ist. Allerdings zeigt sich in dieser Darstellung, dass die Massenverlustraten der Modelle während der WR-Phase sich gut mit den aus den Beobachtungen ermittelten Wertebereich decken. Die in der Vergangenheit oft so unsicheren Massenverlustraten dürften damit zumindest für die WC-Sterne deutlich eingegrenzt sein. Allerdings könnte die Massenverlustrate vor der WR-Phase ein Weg sein, um die Diskrepanz zwischen analysierter Beobachtung und Modellrechnung zu schließen.

5 Sternentwicklung

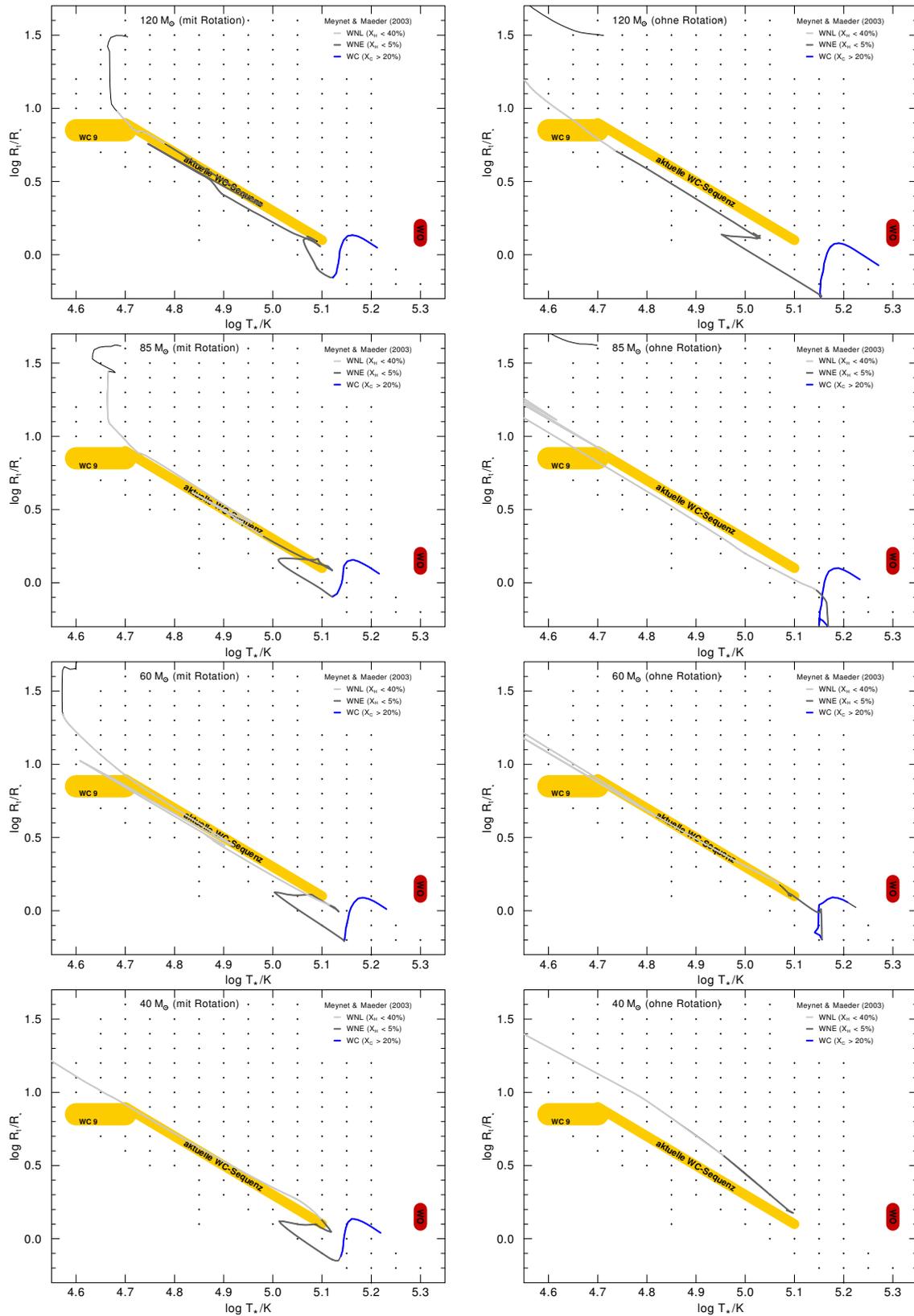


Abbildung 5.6 – Verlauf der Entwicklungswege nach Meynet & Maeder (2003) im R_t - T_* -Diagramm

Entwicklungsszenario nach Vanbeveren

Akzeptiert man die ermittelten HRD-Positionen zumindest grob, so wird klar, dass zumindest ein beachtlicher Teil der WC-Sterne wahrscheinlich aus Sternen mit einer Anfangsmasse von unter $40 M_{\odot}$ entstanden ist. Nach den Genfer Modellen ist dies nur mit starker Rotation möglich, die Untergrenze für eine WR-Phase sinkt dadurch von $37 M_{\odot}$ auf $22 M_{\odot}$. Auch diese Untergrenze ist fast noch zu hoch für die Positionen einiger WC-Sterne, insbesondere des Subtyps WC9. Zudem ist fraglich, ob die in den Rotationsmodellen angenommene anfängliche Rotationsgeschwindigkeit von 300 km/s wirklich erreicht wird.

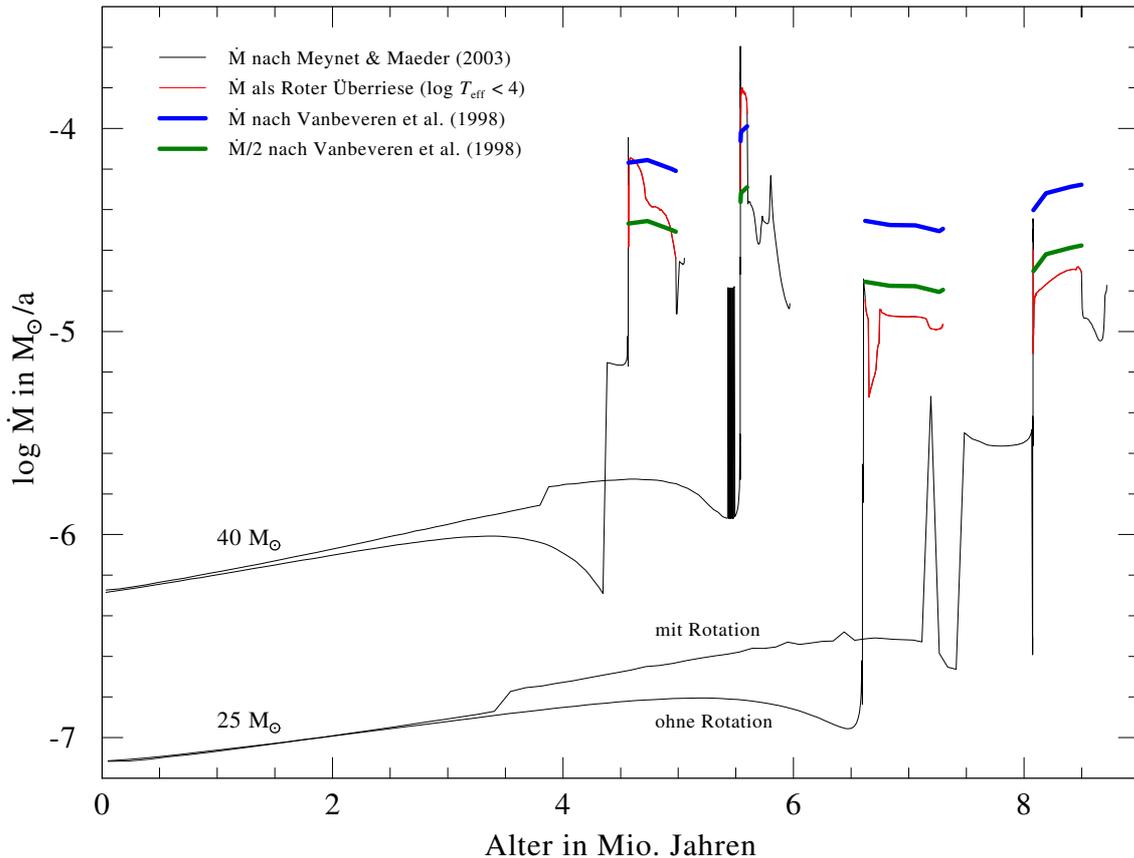


Abbildung 5.7 – Massenverlust nach Meynet & Maeder (2003) für 25 und $40 M_{\odot}$ mit und ohne Rotation im Vergleich mit der Massenverlustrate bei gleicher Leuchtkraft nach Vanbeveren et al. (1998a) während der RSG-Phase: Bei $25 M_{\odot}$ ist selbst die vorsichtigere, halbierte Annahme noch deutlich über den Genfer Entwicklungsmodellen.

Eine Erklärung ohne Rotation schlägt Vanbeveren et al. (1998a) vor: Sollte die Massenverlustrate im Stadium als Roter Überriese – und zwar nur dort – höher sein als die in den meisten Modellen verwendeten Werte von de Jager et al. (1988), so könnte dies ein ausreichender Mechanismus für den Verlust der Wasserstoffhüllen sein, so dass auch Sterne unter $40 M_{\odot}$ ohne Rotation eine WR-Phase erreichen können. Für die von Hamann et al. (2006) analysierten WN-Sterne mit einer Leuchtkraft von $\log L/L_{\odot} \leq 6$ machten Vanbeveren et al. (2007) bereits einen Vergleich, für den sie die Sterne nach

WNL und WNE sowie Leuchtkraftbereiche einordneten. Unter der Annahme einer Salpeter-IMF berechneten sie dann die erwarteten Verteilungen nach den Genfer Modellen mit und ohne Rotation sowie nach ihrem Modell ohne Rotation, aber mit erhöhter RSG-Massenverlustrate. Die aus Vanbeveren et al. (2007) übernommene Abbildung 5.8 zeigt das Ergebnis: Während die Genfer Modelle vor allem eine Häufung hin zu hohen Leuchtkräften (und damit höheren Massen) zeigen, sind die Ergebnisse mit erhöhtem RSG- \dot{M} deutlich näher an der von Hamann et al. (2006) aus den Beobachtungen erhaltenen Verteilung.

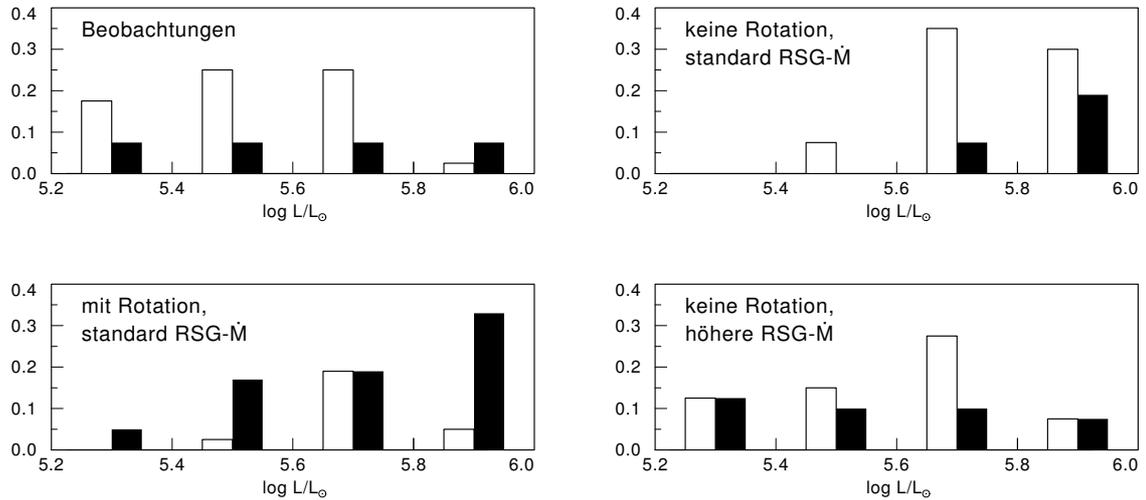


Abbildung 5.8 – Vergleich der von Hamann et al. (2006) ermittelten Verteilung für WNE (weiß) und WNL (schwarz) mit den Genfer Modellvorhersagen bei RSG-Massenverlust nach de Jager et al. (1988) und dem Entwicklungsmodell von Vanbeveren et al. (2007) mit erhöhtem RSG-Massenverlust.

Vanbeveren et al. (1998a) resümieren: Alle Sterne mit Ausgangsmassen zwischen ca. 15 und 40 M_{\odot} verlieren bei einem starken Massenverlust von

$$\dot{M} = 10^{-8,7} \cdot L^{0,8} \quad (5.9)$$

im RSG-Stadium den Großteil ihrer Wasserstoffs. Sinkt der Wasserstoffanteil in der Sternatmosphäre unter 30%, beginnt der Stern zu kontrahieren, um wieder ein thermisches Gleichgewicht zu erreichen. Er wandert dann zurück auf die blaue Seite im HRD, die Temperatur im Kern ermöglicht nun das Heliumbrennen. Selbst wenn der RSG-Massenverlust nur halb so groß wäre wie in (5.9) genannt, steigt die Untergrenze für das Erreichen der WR-Phase lediglich von 15 M_{\odot} auf 20 M_{\odot} . Die unter diesen Annahmen berechneten Leuchtkräfte auf dem nahezu horizontal verlaufenden Rückweg auf die blaue Seite im HRD liegen bei $10^{4,75} L_{\odot}$ für den Track mit 15 M_{\odot} bzw. $10^{5,2} L_{\odot}$ für den Track mit 20 M_{\odot} . Diese Untergrenze passt deutlich besser zu den in dieser Arbeit ermittelten Werte als die Tracks aus den Genfer Modellen, sowohl von den Massen als auch von der Leuchtkraft. Leider gibt es hierzu keine veröffentlichten Entwicklungswege, die als direkter Vergleich im HRD eingetragen werden können. Somit ist auch unklar, bei welchen Temperaturen diese Modelle die WR- bzw. WC-Phase erreichen.

Supernova-Statistik

Smith et al. (2010) analysierten im Rahmen der Auswertung der Lick Observatory SN Search (LOSS) die Anteile der verschiedenen Kernkollaps-SN-Typen im Verhältnis zur Gesamtzahl aller Kernkollaps-Supernovae. Dabei werfen sie einige Fragen auf und stellen das „Standardszenario“ einer vor allem von Einzelstern-Entwicklung getriebenen SN-Typenverteilung in Frage. Kombiniert man allerdings ihre Ergebnisse mit dem Szenario von Vanbeveren et al. (1998a) und den Ergebnissen dieser Arbeit sowie den WN-Resultaten von Hamann et al. (2006), liefert auch die SN-Statistik Anzeichen dafür, dass sich WC- und WNE-Sterne aus einem niedrigeren Massenbereich entwickeln als bisher in der Regel angenommen.

Der am häufigsten beobachtete SN-Typus II-P gilt als Lebensende von Roten Überriesen mit einer Ausgangsmasse von mehr als $8 M_{\odot}$ bis ca. $25 M_{\odot}$. Für den Bereich zwischen $17 M_{\odot}$ und $25 M_{\odot}$ wurden bisher allerdings keine SN-Vorläufer identifiziert, obgleich es in diesem Bereich Rote Überriesen gibt. Das wahrscheinlichste Szenario, um diese Lücke zu schließen, ist schlicht, dass sich diese Überriesen weiterentwickeln. In der Tat liegt der Wert von $17 M_{\odot}$ in dem von Vanbeveren et al. (1998a) als Untergrenze für eine WR-Phase berechneten Bereich von $15\text{-}20 M_{\odot}$.

Folgt man klassischen Sternentwicklungsmodellen wie oben beschrieben, landet man ohne Rotation bei einer Mindestausgangsmasse von $M_{WR} = 37 M_{\odot}$. Zählt man die SN Ib und Ic zusammen, kommt man dabei auf 26% der Kernkollaps-Supernovae, womit bei einer Salpeter-IMF alle Sterne mit einer Anfangsmasse von über $M_{Ibc} = 22 M_{\odot}$ dieses Ende finden müssten. Was Smith et al. (2010) als großes Diskrepanzproblem wegen $M_{WR} \gg M_{Ibc}$ beschreibt, zumal sie die Massenverlusten bei den Genfer Modellen mit Rotation (Meynet & Maeder 2003) als zu hoch einstufen und die dortige Untergrenze von $22 M_{\odot}$ daher verwerfen, passt wiederum recht gut zu dem Szenario von Vanbeveren et al. (1998a), welches ohne Rotation auskommt und nur für die RSG-Phase einen höheren Massenverlust annimmt.

Hinzu kommen die schon erwähnten SN IIn, deren Vorläufersterne eine Ausgangsmasse von mindestens $50 M_{\odot}$ haben. Durch den Wasserstoff in den SN IIn kommen als Vorgänger keine WC- oder WO-Sterne in Betracht, wohl aber wasserstoffreiche WNL- und evtl. LBV-Sterne. Die beobachteten WNL-Sterne mit hohem Wasserstoffanteil werden inzwischen zunehmend nicht mehr als WR-Sterne, sondern eher als besondere Form sehr massereicher O-Sterne betrachtet. Das ist zwar von der Nomenklatur her problematisch, denn wie in Kapitel 1 beschrieben, ist die Klasse der WR-Sterne über ihre Spektren phänomenologisch definiert, aber es entspricht eher den entwicklungsmäßigen Zusammenhängen.

Dennoch gibt auch die SN-Statistik keine einfache Antwort: In der Untergrenze von $22 M_{\odot}$ sind die SN IIn noch nicht eingerechnet, d.h. ihr Anteil (von 8,8%) wird in dieser Aufteilung Sternen mit niedrigerer Ausgangsmasse zugeschrieben. Ohne diese wäre die Annahme, dass alle Sterne oberhalb dieser Grenze als SN Ib oder Ic enden, also ohne Wasserstoff im Spektrum. Dies ist aber konträr zu der Vermutung, dass sehr massereiche Sterne mit über $60 M_{\odot}$ eben nicht mehr oder zumindest kaum die WNE- und WC-Phase erreichen. Allerdings geht diese Aufteilung auch davon aus, dass die Einzelsternentwicklung alles dominiert, was nicht den Tatsachen entsprechen dürfte. Doppelsternentwicklung ermöglicht durch Massentransfer via RLOF durchaus Supernovae vom Typ Ib und

Ic, und zwar über den kompletten Massenbereich. Alle Supernovae nun Doppelsternen zuzuschreiben wäre natürlich genauso falsch, daher entwickelten Smith et al. (2010) ein Mischszenario, in der sie die Typen I Ib, Ib und ca. die Hälfte der Ic auf Doppelsternentwicklung zurückführen, während die andere Hälfte der SN Ic sowie die SN IIn von Einzelsternen mit einer Ausgangsmasse von mindestens $23,1 M_{\odot}$ stammen. Die Aufteilung ist dabei zunächst relativ ad-hoc, aber motiviert durch den Versuch, die verschiedenen Probleme auszubalancieren. Offen bleibt dabei, ob SN IIn und SN Ic bezogen auf die Ausgangsmasse parallel vorkommen und die Entscheidung für einen der Wege von anderen Parametern wie Rotation und Metallizität abhängt, oder ob dies vor allem eine Frage der Ausgangsmasse ist. Während Smith et al. (2010) für den letzteren Fall die SN Ic den höheren Massen zuordnen und die SN IIn den niedrigeren, wäre es nach den Ergebnissen dieser Arbeit und im Licht der vorherigen Argumentation eher umgekehrt: Sterne mit $23 M_{\odot}$ bis ca. $37 M_{\odot}$ würden zu WNE und WC-Sternen, die dann als SN Ic explodieren, während noch massereichere Sterne ihren Wasserstoff nicht mehr los werden und als SN IIn enden.

5.3 Folgerungen: Ein neues Entwicklungsszenario

Die ermittelten Positionen der WC-Sterne im HRD führen zu einem neuen Bild der WC-Sterne als Endstadien von Sternen mit einer Ausgangsmasse zwischen $20 M_{\odot}$ und $40 M_{\odot}$. Sternen in diesem Massenbereich gelingt es offenbar - vermutlich während ihrer Zeit als Roter Überriese - ihre Wasserstoffhüllen zum größten Teil abzugeben. Bei ihrer Rückkehr auf die blaue Seite im HRD werden sie zunächst zu (nahezu) wasserstofffreien WNE-Sternen und dann zu WC-Sternen, wobei sie an Masse und Leuchtkraft verlieren. Die Supernova-Statistik von Smith et al. (2010) und die Rechnungen von Vanbeveren et al. (1998a) unterstützen dieses Bild.

Die leuchtkräftigen WNL-Sterne, die sich rechts von der Hauptreihe befinden, sind hingegen sehr massereiche Sterne in einer noch relativ frühen Phase, die sich direkt aus O-Sternen entwickeln. Im Gegensatz zu den heliumbrennenden WNE- und WC-Sternen befinden sie sich wahrscheinlich noch im Wasserstoffbrennen und sind, nach neuerer Sprechweise, keine „echten“ Wolf-Rayet-Sterne, sofern man statt von der eigentlichen spektralen WR-Definition den Begriff als Bezeichnung für eine Entwicklungsphase nimmt. WNL-Sterne entwickeln sich unter Umständen weiter zu einem LBV, explodieren aber spätestens dann schon als Supernova. Für den „unteren“ Massenbereich der WNLs, bei Ausgangsmassen zwischen ca. $40 M_{\odot}$ und $60 M_{\odot}$, könnte noch eine Weiterentwicklung hin zu einer „echten“ WR-Phase z.B. nach dem Langer-Szenario möglich sein.

Die Rolle der WC 9-Sterne ist noch unklar. Geht man davon aus, dass WC-Sterne aus WNE-Sternen entstehen, würde man auch für die WC 9-Sterne, analog zum Resultat für die restlichen Subtypen im HRD, WNE-Sterne in einem ähnlichen Temperaturbereich bei leicht höherer Leuchtkraft erwarten. Dies ist aber nicht der Fall. Als Zentralsterne von planetarischen Nebeln kommen sie nicht in Frage, ihre Leuchtkraft ist dafür um eine Größenordnung zu hoch und es sind auch keine Nebellinien im Spektrum zu erkennen. Möglicherweise entstehen sie direkt als Post-RSG-Sterne ohne WN-Stadium, wobei der Mechanismus dahinter noch völlig unklar wäre. Bei den WC9d könnte die Existenz der Staubhülle darauf hindeuten, dass diese Objekte Doppelsterne sind. Dann könnten sie durch Massenaustausch entstanden sein. Bisher gibt es aber keinen klaren Hinweis, dass

alle Sterne dieses Typs in Wahrheit Doppelsterne sind.

Unklar ist auch die Einordnung der WO-Sterne in diesem System. Die beiden WO-Sterne des Subtyps WO 2 liegen bei Leuchtkräften von $\log L/L_{\odot} \geq 5,5$ und sind daher vermutlich als Endstadium von Sternen mit $M > 40M_{\odot}$ einzuordnen. Bemerkenswert ist auch ihre deutlich von der restlichen WC-Sequenz abweichende Position im R_t - T_* -Diagramm und der deutliche Kontrast zu den WC 4-Sternen im Bezug auf den Charakter der Spektren. In diesem Zusammenhang wäre eine Analyse von Sternen der anderen WO-Subtypen interessant, insbesondere WO 3 und WO 4, deren Spektren vom Charakter her eine wesentlich größere Ähnlichkeit mit der WC-Sequenz haben. In der Milchstrasse gibt es hier WR 93b (WO 3) und WR30a (WO 4, Doppelstern), für die mir jedoch keine Spektren zur Verfügung standen. Ausgehend von der HRD-Position könnten die beiden WO-Sterne WR 102 und WR 142 sich bereits im Kohlenstoffbrennen befinden, dessen Dauer zwischen 50 und 300 Jahren liegt, sofern ihre Ausgangsmasse mindestens $25M_{\odot}$ betragen hat. (Die Brennstufen danach haben Zeitskalen von Tagen bzw. Stunden.) Die WO-Sterne (zumindest des Typs WO 2) sind möglicherweise die gesuchten Endstadien für Sterne zwischen $40M_{\odot}$ und $60M_{\odot}$.

Basierend auf diesem Fazit ergibt sich ein neues Bild für die Entwicklungswege der WR-Sterne. Die vermuteten Entwicklungswege sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Insbesondere für die sehr hohen Massen und noch mehr für den Übergangsbereich ist das Bild noch unklar, hier fehlen z.T. beobachtete Objekte, die in den betreffenden Bereich des HR-Diagramms fallen.

Tabelle 5.2 – Vermutete Einzelsternentwicklung basierend auf den WN- und WC-Analysen

M_{init} in M_{\odot}	Entwicklungsstadien
8 – 15	OB → RSG → SN II-P
15 – 20	OB → RSG → BSG → SN II-L? WC 9?
20 – 40	O → RSG → WNE → WC → SN Ib/c
40 – 60	O → WNL → LBV/WNE? → WO → SN Ic
> 60	O → WNL → LBV? → SN II _n

Abgesehen von den recht vielen Anzeichen für den Ausgangsmassenbereich der WC-Sterne sind diese Szenarien natürlich in wichtigen Teilen noch spekulativ und lediglich indizienbasiert. Insbesondere für Ausgangsmassen von ca. $15M_{\odot}$ bis $20M_{\odot}$ ist die Entwicklung völlig unklar. Einerseits könnten von ihrer Leuchtkraft und Masse her die WC 9-Sterne hieraus entstehen, andererseits werden diesem Bereich auch die SN II-L zugeordnet, die aber im Gegensatz zu den WC 9-Sternen Wasserstoff zeigen und damit definitiv nicht als Endprodukt eines WC-Sterns in Frage kommen. Neue Entwicklungsrechnungen, u.a. mit einem höheren Massenverlust im RSG-Stadium könnten dieses Bild verbessern oder korrigieren und die noch sehr groben und unsicheren Massengrenzwerte zwischen den Entwicklungswegen spezifizieren.

6 Fazit und Ausblick

6.1 Fazit

Die Wolf-Rayet-Sterne der Kohlenstoffsequenz sind nach den Erkenntnissen dieser Arbeit eine Spätphase in der Entwicklung von Sternen mit einer Ausgangsmasse zwischen ca. $20 M_{\odot}$ und $40 M_{\odot}$, die zuvor eine Phase als roter Überriese durchlaufen haben. Der Kohlenstoff-Massenbruchanteil an der Sternatmosphäre beträgt über alle Subtypen hinweg um die 40%. Die Sterne verfügen über einen starken Sternwind mit einer Endgeschwindigkeit von ca. 2000 km/s, wobei dieser Wert bei frühen Typen überschritten, bei späten, insbesondere beim Typ WC 9, jedoch deutlich unterschritten wird.

In der $\log R_t$ - $\log T_*$ -Ebene ordnen sich die Einzelsterne der Subtypen WC 4 bis WC 8 auf einer Linie mit $R_t \cdot T_*^2 = \text{const.}$ an. Dieser Zusammenhang impliziert eine Massenverlust-Leuchtkraft-Relation von $\dot{M} \propto L^{3/4}$ für Sterne mit gleicher Windendgeschwindigkeit v_{∞} und gleichem Clumpingfaktor D . Die Sterne des Typs WC 9 liegen nicht auf derselben Linie in der $\log R_t$ - $\log T_*$ -Ebene, schließen aber im Bezug auf die Temperatur T_* an den Bereich unterhalb der WC 8-Sterne an und zeigen die gleiche chemische Zusammensetzung wie die übrigen WC-Subtypen. Die beiden WO 2-Sterne zeigen hingegen deutlich höhere Temperaturen von rund 200 kK im Vergleich zu den WC 4-Sternen mit 100-125 kK. Sie haben außerdem extrem schnelle Winde mit Geschwindigkeiten von $v_{\infty} \approx 5000$ km/s und einen deutlichen höheren Sauerstoffanteil von 30% (gegenüber 5% bei den WC-Typen) in der Sternatmosphäre. Ihre Position im HRD unterscheidet sich deutlich von den WC-Sternen, so dass es sich bei diesen Sternen möglicherweise um Endstadien noch massereicherer Sterne mit Ausgangsmassen von $40 M_{\odot}$ bis $60 M_{\odot}$ handeln könnte, die möglicherweise bereits das Kohlenstoffbrennen, und damit das letzte länger andauernde Brennstadium vor einer Supernova-Explosion, erreicht haben. Obwohl es bisher noch keine direkte Zuordnung als Vorgängerstern einer Supernova gibt, gelten WC- und WO-Sterne als Vorläufer-Kandidaten für die Supernovae vom Typ Ib und Ic, wobei letztere insbesondere für die WO-Sterne in Frage kommen.

Die Sterne vom Übergangstyp WN/WC ordnen sich, mit Ausnahme des als WC/WN eingestuften WR 126, entlang der WC-Sequenz an, haben aber eine chemische Zusammensetzung, die denen der WNE-Sterne bei leicht erhöhtem Kohlenstoffanteil entspricht. Ob es sich um eine in der Entwicklung üblicherweise durchlaufene Phase oder nur um Sterne mit stärkerer innerer Durchmischung handelt, lässt sich nicht sagen.

Die Massenverlustraten betragen zwischen $10^{-4,2}$ und $10^{-5,2} M_{\odot}/\text{a}$ und sind nahezu unabhängig vom Subtyp. (Einzige Ausnahme bildet WR 126 mit einem geringeren Wert von $\dot{M} = 10^{-5,4} M_{\odot}/\text{a}$.) Die aus dem Fit der spektralen Energieverteilung bestimmten Leuchtkräfte bewegen sich zum größten Teil zwischen $\log L/L_{\odot} = 4,8$ und $\log L/L_{\odot} = 5,5$. Keiner der Sterne besitzt eine Leuchtkraft oberhalb von $\log L/L_{\odot} = 5,9$.

Zieht man die Ergebnisse der WN-Analyse von Hamann et al. (2006) hinzu und berücksichtigt die Supernova-Statistik, ergibt sich durch Vergleich mit den Entwicklungsrechnungen von Meynet & Maeder (2003) und Vanbeveren et al. (1998a) ein vollständiges Bild

für die Entwicklung sehr massereicher Sterne: Während für Sterne mit Anfangsmassen ab ca. $20 M_{\odot}$ der Massenverlust auf dem RSG-Zweig ausreicht, um die Wasserstoffhüllen zu entfernen, ist dies ab einer Ausgangsmasse von über $60 M_{\odot}$ offenbar nicht mehr der Fall. Die Sterne explodieren bereits in der WNL- oder LBV-Phase als Supernova, wahrscheinlich vom Typ II_n, wobei sie noch einen beachtlichen Teil ihrer Wasserstoffhüllen besitzen. Sterne mit Ausgangsmassen, die etwas darunter liegen, könnten einen Übergangsbereich bilden und dabei eventuell dem Szenario von Langer et al. (1994) folgen, um dann als WO-Sterne zu enden.

6.2 Ausblick

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen eine ganze Reihe von möglichen Anschlussprojekten auf.

- **Vervollständigung des galaktischen Samples:** Obwohl mit insgesamt rund 50 untersuchten Sternen schon die Mehrzahl der bekannten galaktischen WC-Sterne untersucht wurde, verbleiben noch eine ganze Reihe weiterer WC-Sterne, für die kein Spektrum vorgelegen hat. Insbesondere für den Subtyp WC 8 ist die Quellenlage noch relativ dünn. Weitere Spektren könnten Auskunft darüber geben, ob dieser Subtyp, der zwischen dem noch unverstandenen Typus WC 9 und den anderen WC-Subtypen steht, eine Übergangsform darstellt oder lediglich das Ende der Sequenz WC 4 bis WC 8 bildet, während die Gruppe der WC 9 dezidiert andere Parameter aufweist. Ebenso fehlen die beiden weiteren WO-Vertreter WR 30a und WR 93b, die anders als die beiden untersuchten Sterne WR 102 und WR 142, nicht vom Typ WO 2 sind, sondern vom Typ WO 4 bzw. WO 3. Die Spektren sind in beiden Fällen näher an WC 4, und so könnte eine Analyse Hinweise darauf geben, ob der in dieser Analyse beobachtete Parametersprung zwischen WC 4- und WO 2-Modellen durch die anderen beiden WO-Subtypen geschlossen wird, oder ob sich WC- und WO-Sterne fundamental in ihren Parametern unterscheiden.
- **Modellausbau im IR-Bereich:** Die in den letzten Jahren in der Milchstraße neu entdeckten WC-Sterne wurden praktisch alle nur im Infrarot-Bereich entdeckt. Dort befindet sich allerdings keine der Klassifikationslinien, anhand derer ein Stern eindeutig als WC-Stern eingestuft werden kann. Ein Ausbau der Modellspektren hin in den IR-Bereich könnte Aufschluss darüber geben, wie die Spektren im IR-Bereich aussehen und welche Unterschiede es zwischen den Subtypen dort gibt. Mit einer breiten Modellbasis im IR-Bereich ließe sich dann prüfen, ob die neu entdeckten WC-Sterne in das hier vorgestellte Schema passen.
- **Doppelsterne:** Angesichts des hohen Doppelsternanteils bei den WC-Sternen bietet sich eine systematische Analyse der Doppelsterne mit WC-Partner an. Ausgehend von den WC+O-Fällen könnten Zwei-Komponenten-Analysen mit WC- und O-Sternmodellen zeigen, ob die WC-Komponente in solchen Systemen sich in die hier beobachtete Sequenz einreicht, oder sich diese Sterne grundsätzlich von den WC-Einzelsternen in ihren physikalischen Parametern unterscheiden. Gelänge es außerdem die bekannten WC 9-Doppelsternsysteme zu reproduzieren, könnte auch die Frage beantwortet werden, ob der Subtyp WC 9 nur im Zusammenhang mit

Doppelsternen vorkommt oder auch durch Einzelsternentwicklung erreicht werden kann.

- **WC-Sterne in der Lokalen Gruppe:** Neben der Milchstraße gibt es auch in anderen Galaxien der lokalen Gruppe WC- und WO-Sterne. Dabei scheint es einen Zusammenhang zwischen der Metallizität und der Subtypenverteilung zu geben. Während in der Milchstraße späte Typen vorherrschen, kommen in der metallärmeren Großen Magellanschen Wolke (LMC) vor allem frühe Typen vor. Die WC 4-Sterne in der LMC wurden zuletzt von Gräfener et al. (1998) und Crowther et al. (2002) analysiert. In der noch metallärmeren Kleinen Magellanschen Wolke (SMC) gibt es keine bekannten WC-Sterne, wohl aber einen WO-Stern. Auch in weiteren lokalen Galaxien wie M31 gibt es WC-Sterne, die mit heutigen Instrumenten spektroskopiert werden könnten.

Im Licht der neuen These, dass WC-Sterne nicht die Endphase der Sterne mit den höchsten Anfangsmassen markieren, sondern von Sternen einem Bereich zwischen $20 M_{\odot}$ und $40 M_{\odot}$ stammen, drängt sich geradezu die Frage auf, ob andere Galaxien dieses Bild bestätigen und welche Rolle niedrigere Metallizitäten hier spielen. Die Subtypen-Diskrepanz wirft zudem die Frage auf, ob möglicherweise die verschiedenen Subtypen aus unterschiedlichen Anfangsmassen und/oder Metallizitäten entstehen. Hinzu kommen noch die WO-Sterne, deren zugeschriebene Rolle als Spätphase von WC-Sternen angesichts der HRD-Positionen in dieser Arbeit und der Existenz eines solchen Sterns in der WC-freien SMC noch einmal auf den Prüfstand gehört.

- **Hydrodynamische Modelle:** Trotz aller Erfolge in der Analyse gelingt die Reproduktion wichtiger Linien bei einigen Subtypen nur teilweise, in manchen Fällen sogar gar nicht. Gräfener & Hamann (2005) zeigten für WR 111, dass sich bei einer hydrodynamisch-selbstkonsistenten Lösung die Fitqualität verbessern lässt. Der Aufbau eines vollständigen Modellgitters aus solchen Modellen könnte also eine signifikante Verbesserung im Bezug auf die Reproduktion der Spektren liefern und dabei auch neue Erkenntnisse über den tatsächlichen Verlauf des bisher fest vorgegebenen Geschwindigkeitsfeldes liefern. Zwar lässt sich der für WR 111 erhaltene Verlauf auch grob mit einem 2β -Law nachbilden, ob dieses jedoch über alle Subtypen hinweg eine akkurate Beschreibung wäre, können nur weitere hydrodynamische Modelle zeigen.

Zudem könnte die hydrodynamische Berechnung ein besseres Verständnis des Windbeschleunigungsmechanismus liefern, denn die auch in dieser Arbeit ermittelten Windeffizienzwerte von $\eta > 5$ lassen sich allein durch Mehrfachstreuung nicht plausibel erklären. Angesichts der Geschwindigkeitsfortschritte im Bezug auf die Computerrechenzeit der Modelle könnte bei einer erfolgreichen Implementierung der hydrodynamischen Gleichungen diese Methode zur Standardanalyse werden, womit sich die Zahl der an ein Modell extern vorzugebenden Parameter reduzieren würde.

Anhang

Spektralfits	115
Tabellenverzeichnis	171
Abbildungsverzeichnis	173
Literaturverzeichnis	175
Selbstständigkeitserklärung	179

Spektralfits

In diesem Abschnitt sind alle benutzten Sternspektren inklusive ihrer Fits mit dem bestangepassten Modell dargestellt. Dargestellt wird zunächst die spektrale Energieverteilung mit, sofern vorhanden, den absolut kalibrierten Spektren, ergänzt durch Photometriedaten, die als zusätzliche Datenpunkte verwendet werden. Darunter folgen die normalisierten Spektren für verschiedene Spektralbereiche. Die Beobachtungen sind grundsätzlich in blau gehalten, eine ggf. vorhandene zweite Beobachtung in schwarz. Das Modellspektrum ist rot dargestellt.

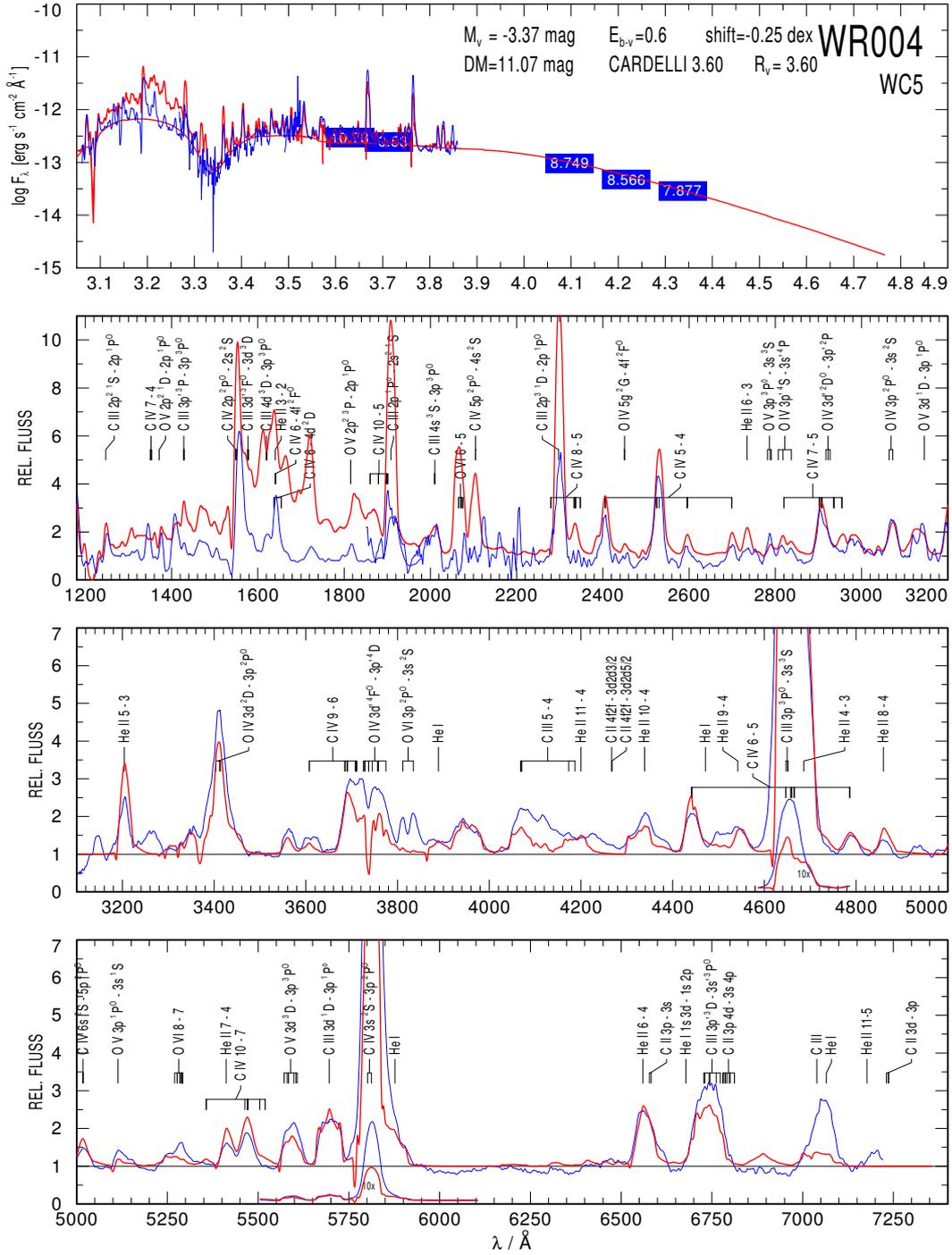
Die Spektren sind in der Reihenfolge ihrer WR-Nummern sortiert, die oben rechts im jeweils obersten Plot abgedruckt sind. Da häufig auch die Spektren gleichen Subtyps miteinander verglichen werden, folgt an dieser Stelle zunächst eine nach Subtypen geordnete Auflistung aller analysierten Sterne inklusive der Seitenreferenz ihres Spektrums.

Spektrum	Seite				
WC 4		WC 7		WC 9	
WR 38	127	WR 14	120	WR 59	136
WR 52	131	WR 39	128	WR 65	139
WR 143	166	WR 50	130	WR 69	141
WR 144	167	WR 56	133	WR 80	142
		WR 64	138	WR 81	143
WC 5		WR 68	140	WR 88	145
WR 4	116	WR 86	144	WR 92	147
WR 17	122	WR 90	146	WR 95	148
WR 33	126	WR 125	160	WR 103	151
WR 111	154	WR 137	164	WR 104	152
WR 114	156			WR 106	153
WR 150	169	WC 8		WR 117	157
		WR 53	132	WR 119	158
WC 6		WR 57	134	WR 121	159
WR 5	117	WR 60	137		
WR 13	119	WR 113	155	WN/WC	
WR 15	121	WR 135	163	WR 8	118
WR 23	123			WR 26	124
WR 27	125	WO		WR 58	135
WR 45	129	WR 102	150	WR 98	149
WR 132	162	WR 142	165	WR 126	161
WR 154	170			WR 145	168

11-16

MODEL START 10/18/04 09:36:13 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/11-16

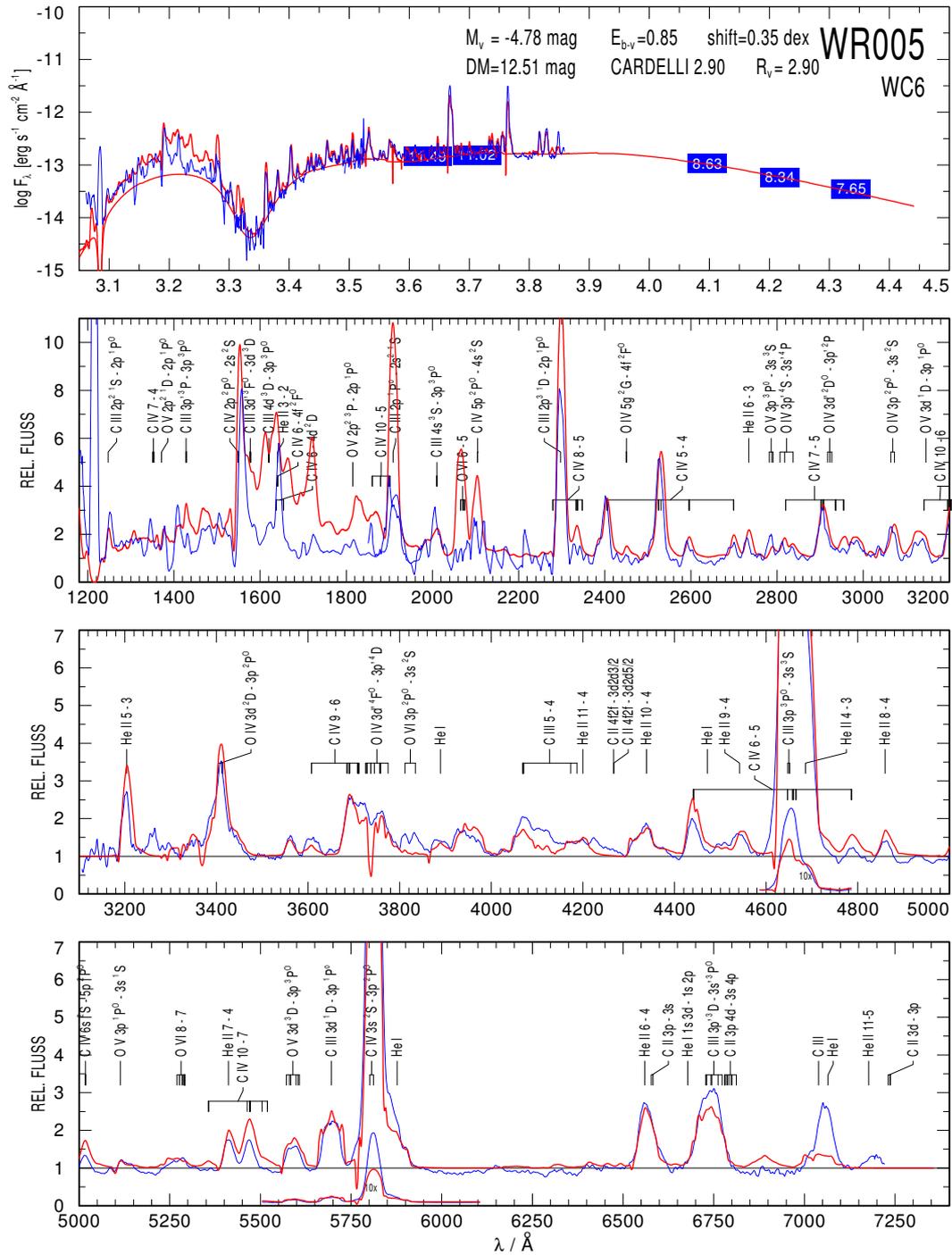
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 10/18/04 09:36:13 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/11-16

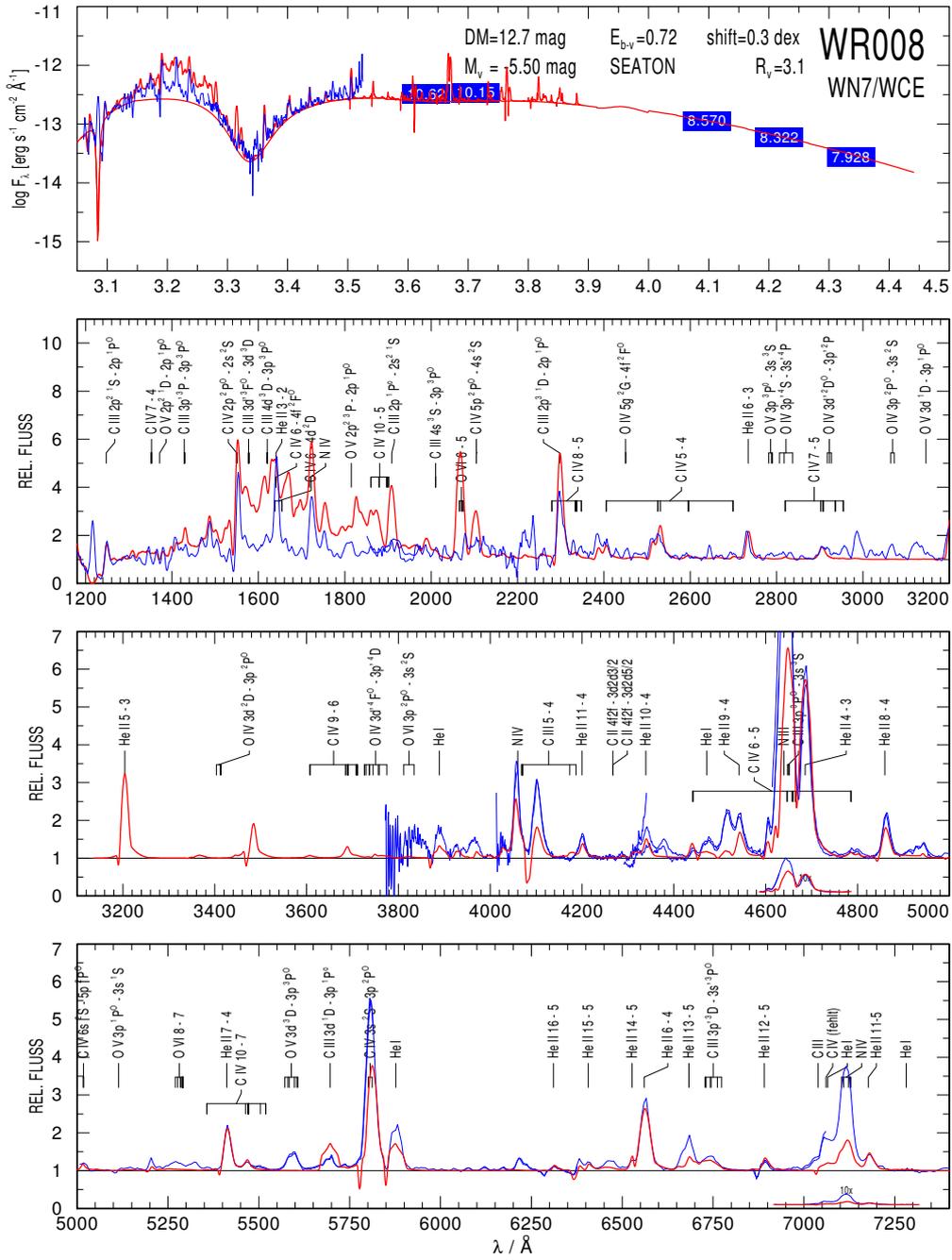
JOB NO. 13



08-13

MODEL START 04/14/10 19:16:12 56234/0.8D/1600 L=5.3 N=1.5% C=5% Fe=1.4E-3 D4 WNX/WCE+C 08-13

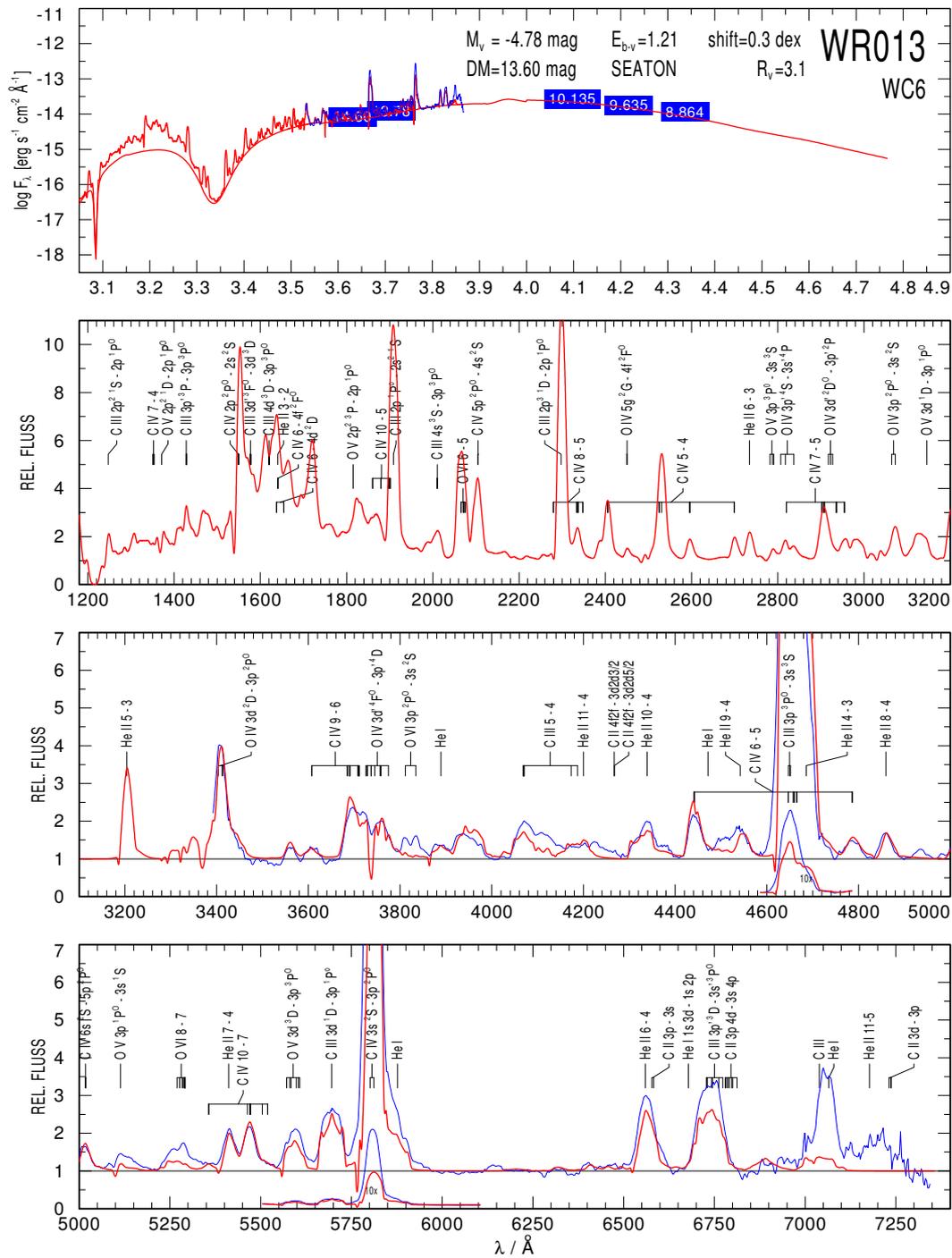
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 10/18/04 09:36:13 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wogrid4/11-16

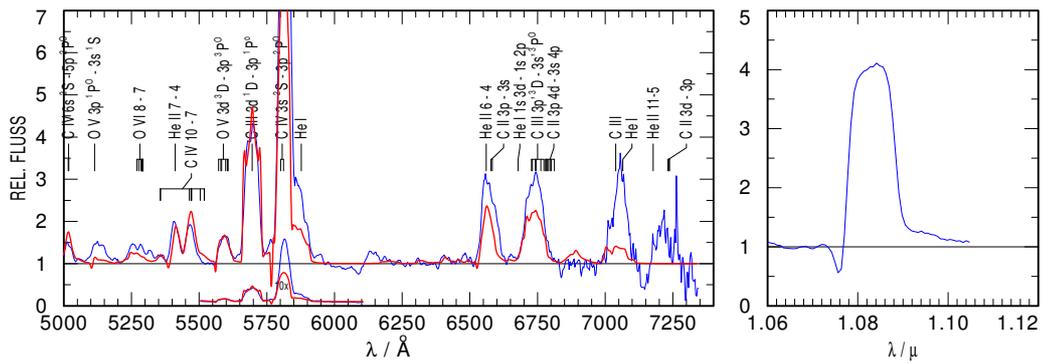
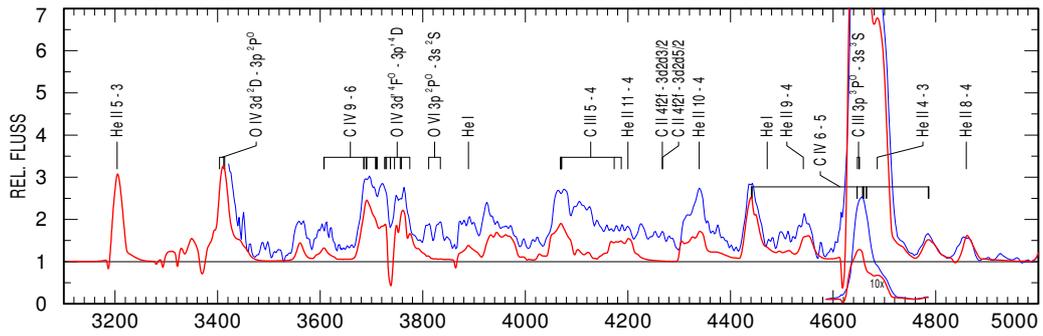
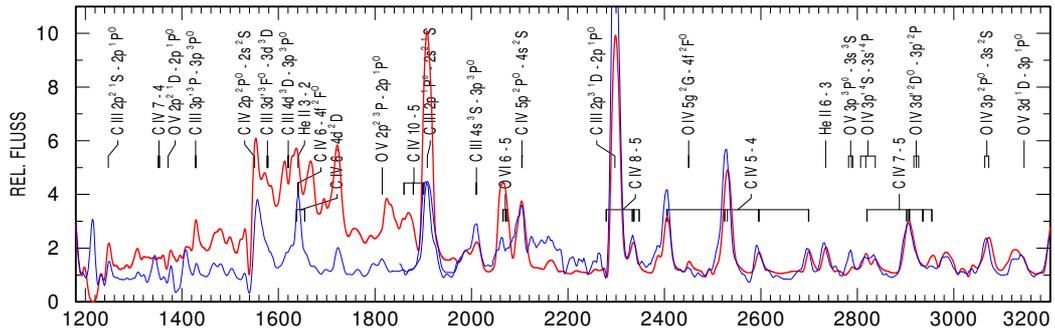
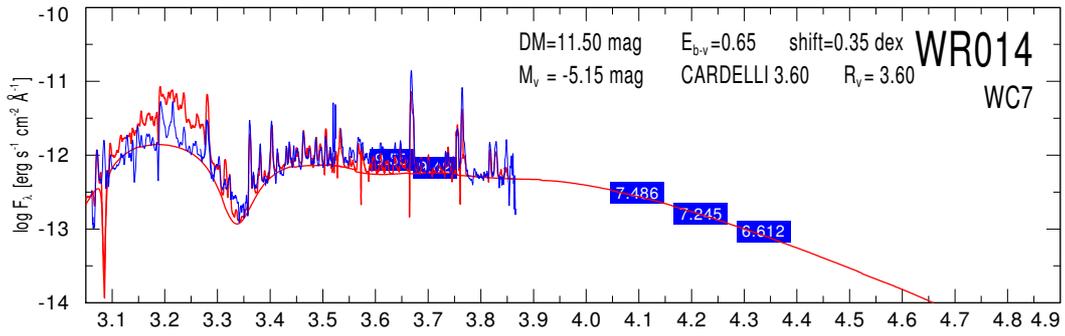
JOB NO. 13



10-15

MODEL START 10/25/04 15:11:42 70795/dex0.6/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/10-15

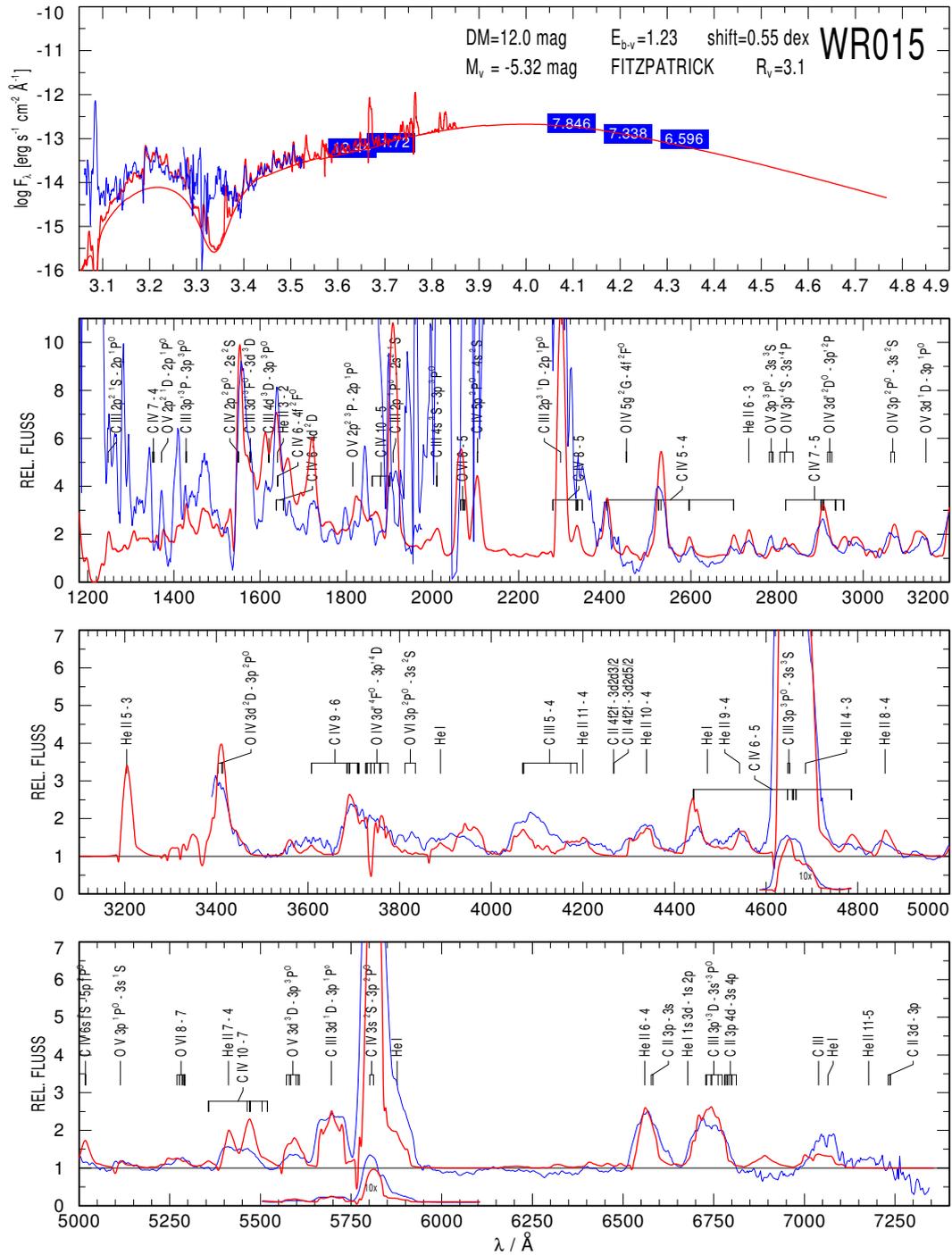
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 10/18/04 09:36:13 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/11-16

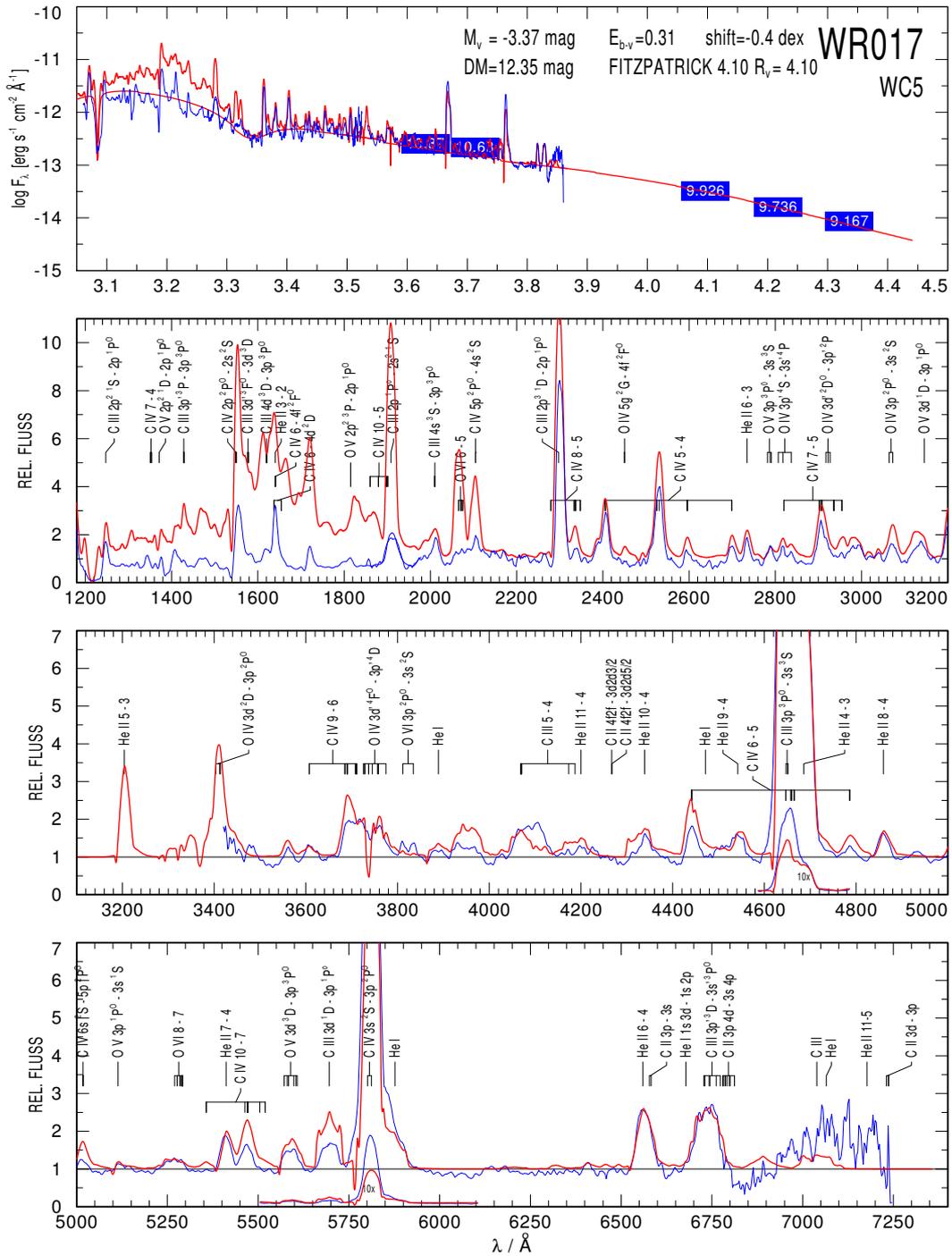
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 10/18/04 09:36:13 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/11-16

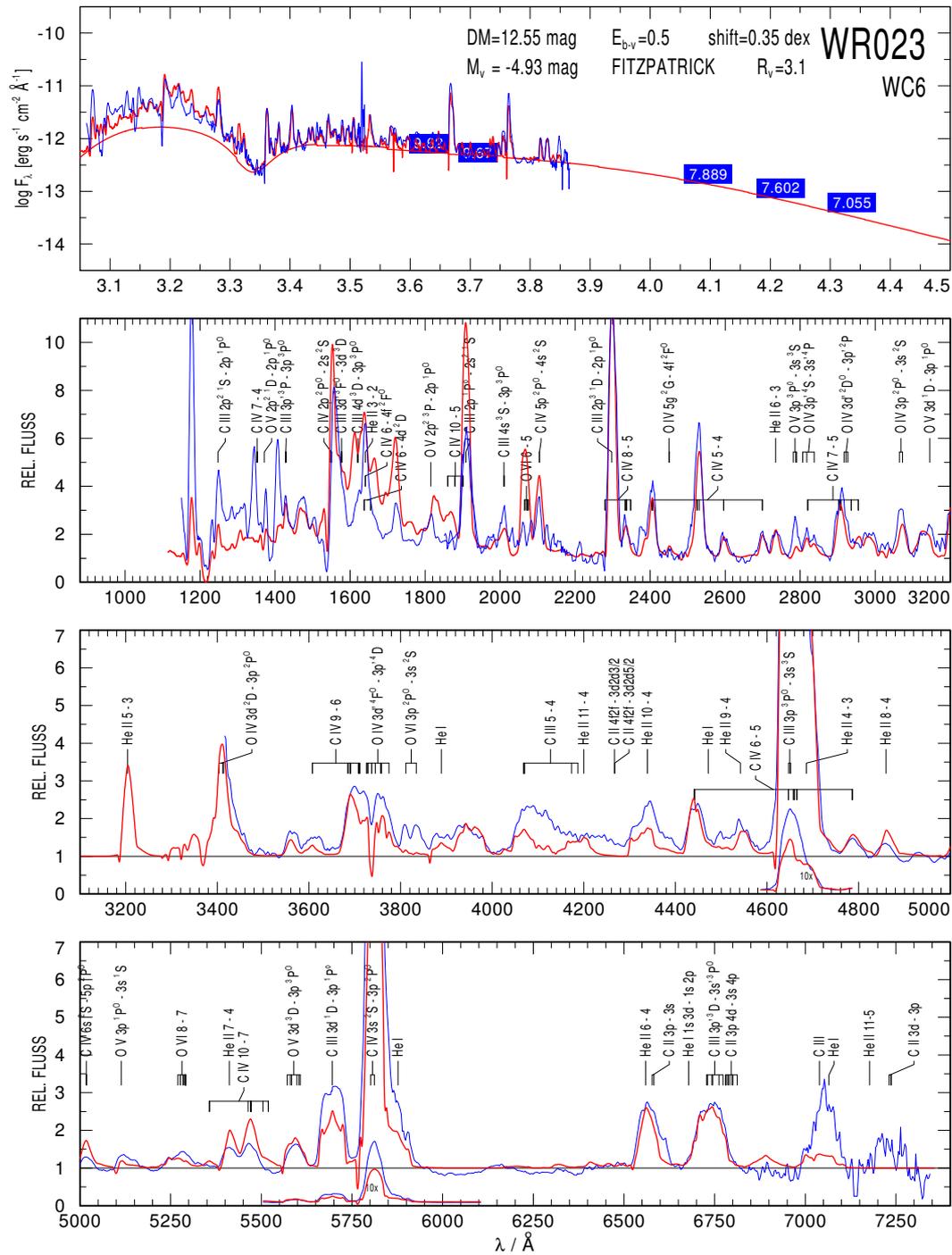
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 10/18/04 09:36:13 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/11-16

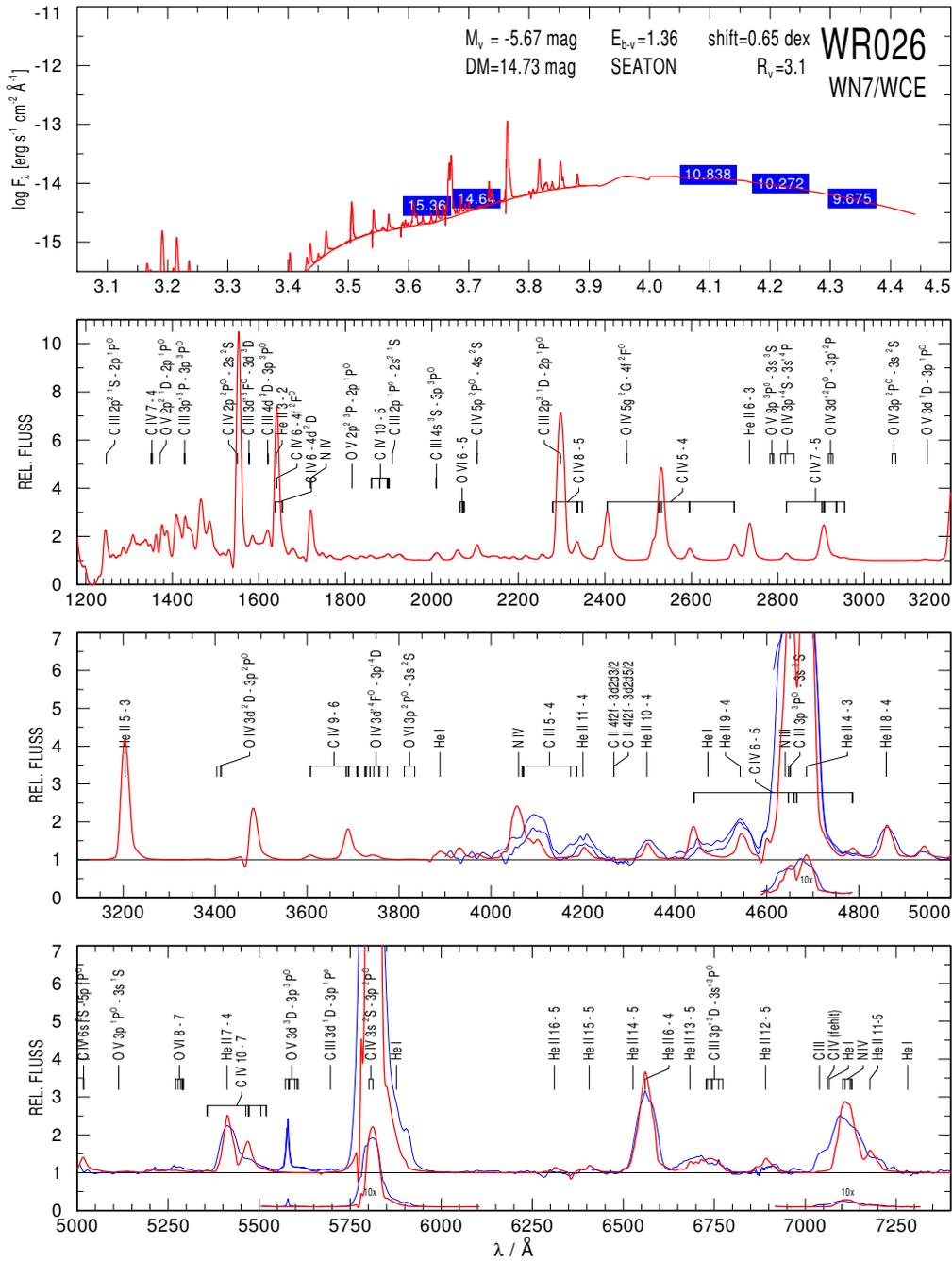
JOB NO. 13



11-15

MODEL START 10/11/10 01:26:54 79433/0.6D/1600 L=5.3 N=1.5% C=20% Fe=1.4E-3 D4 WNx/WC+C 11-15

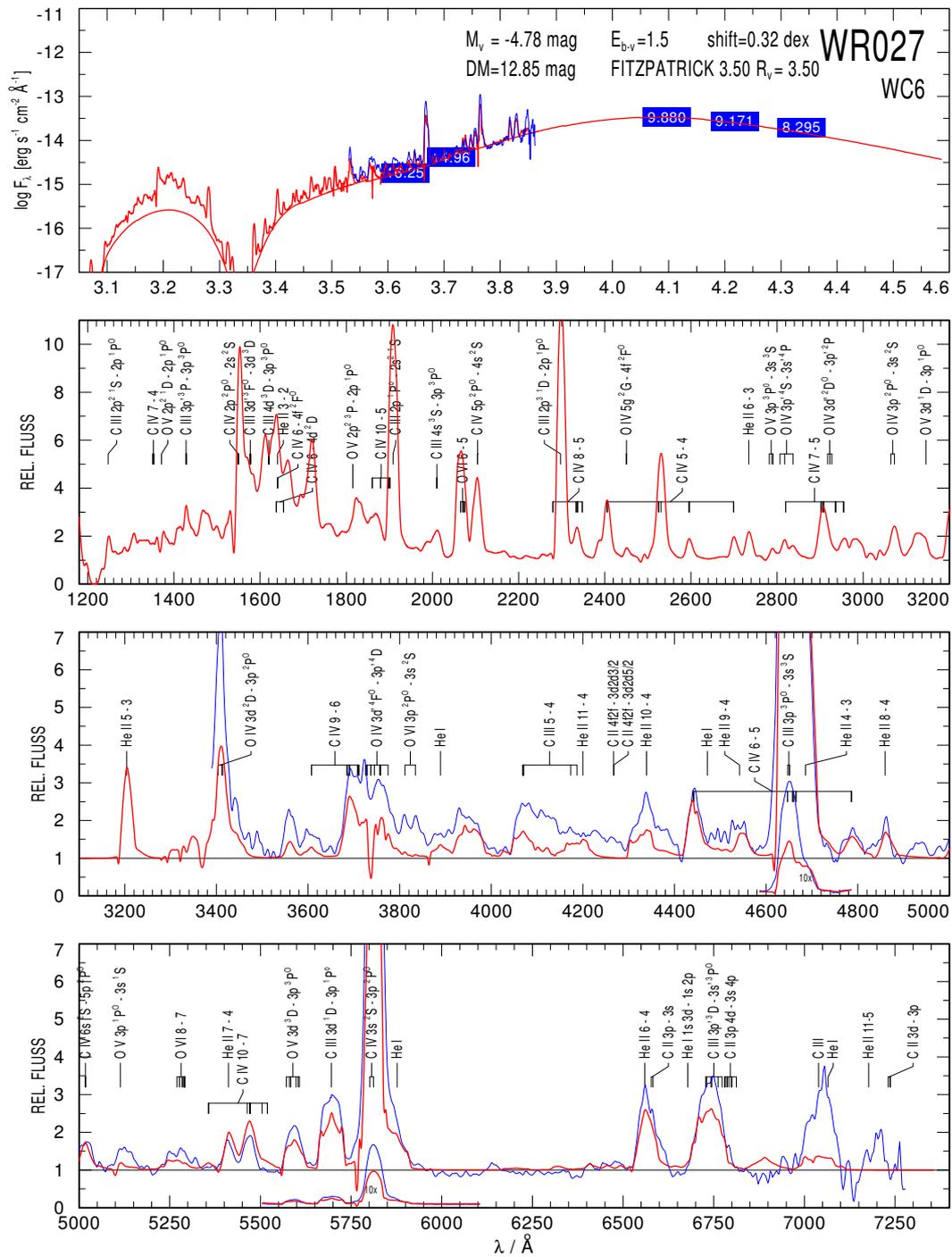
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 10/18/04 09:36:13 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/11-16

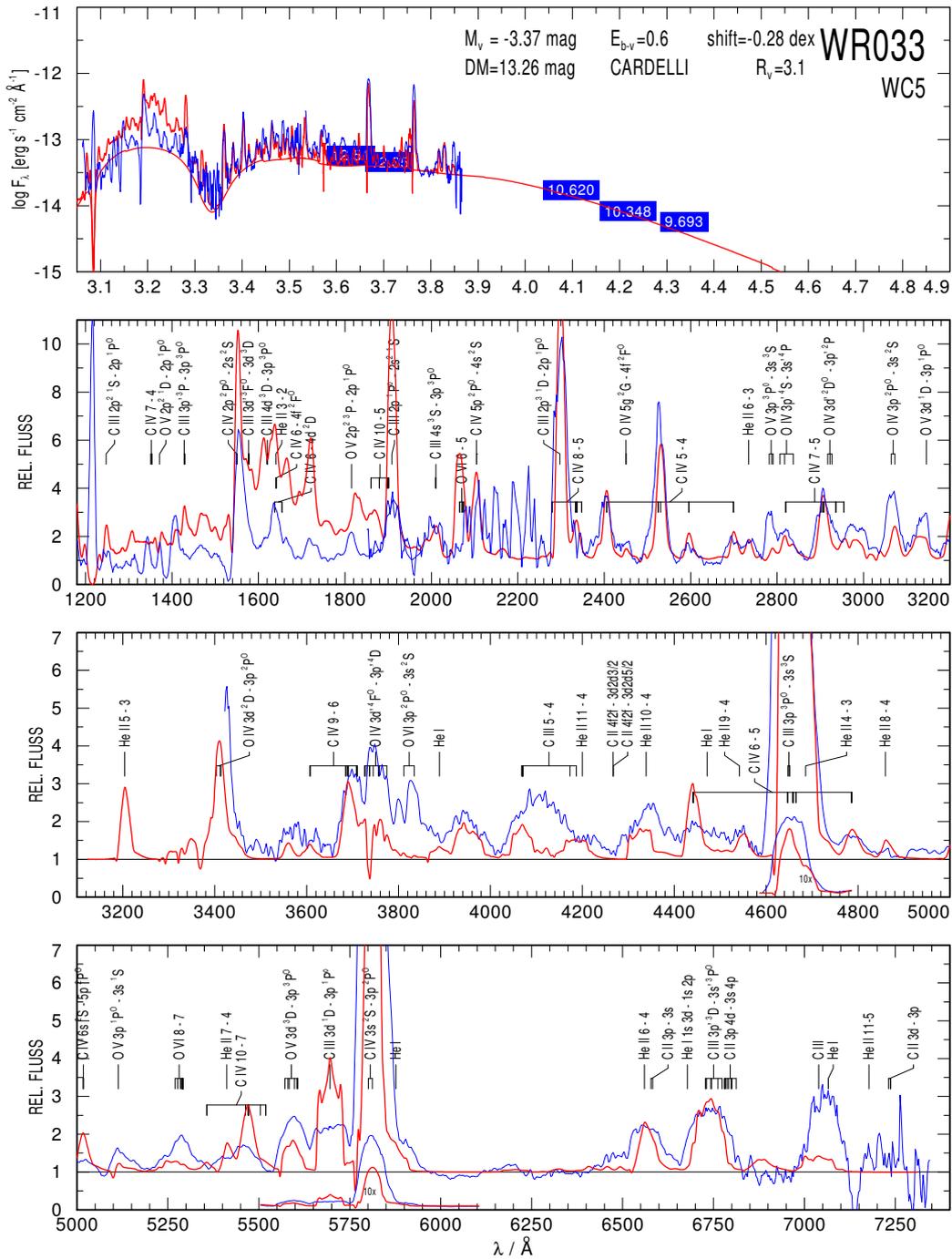
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 04/15/10 14:39:25 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.6 O.05 D10 Fe1.6E-3 WGrid+C 11-16

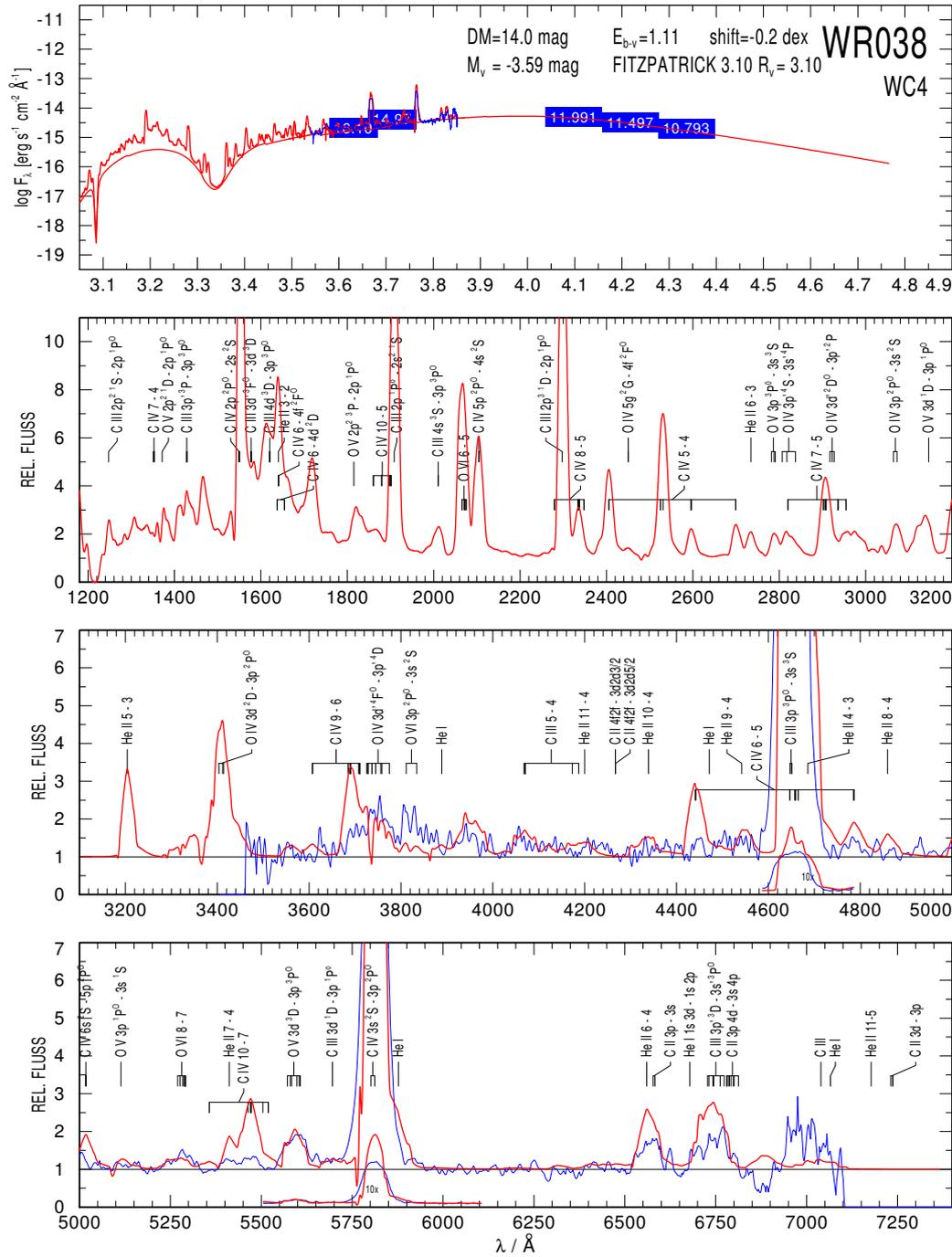
JOB NO. 13



15-20

MODEL START 05/06/10 21:03:44 125892/dex0.1/2000 L=5.3 C.6 O.05 D10 Fe1.6E-3 WCGrid+C 15-20

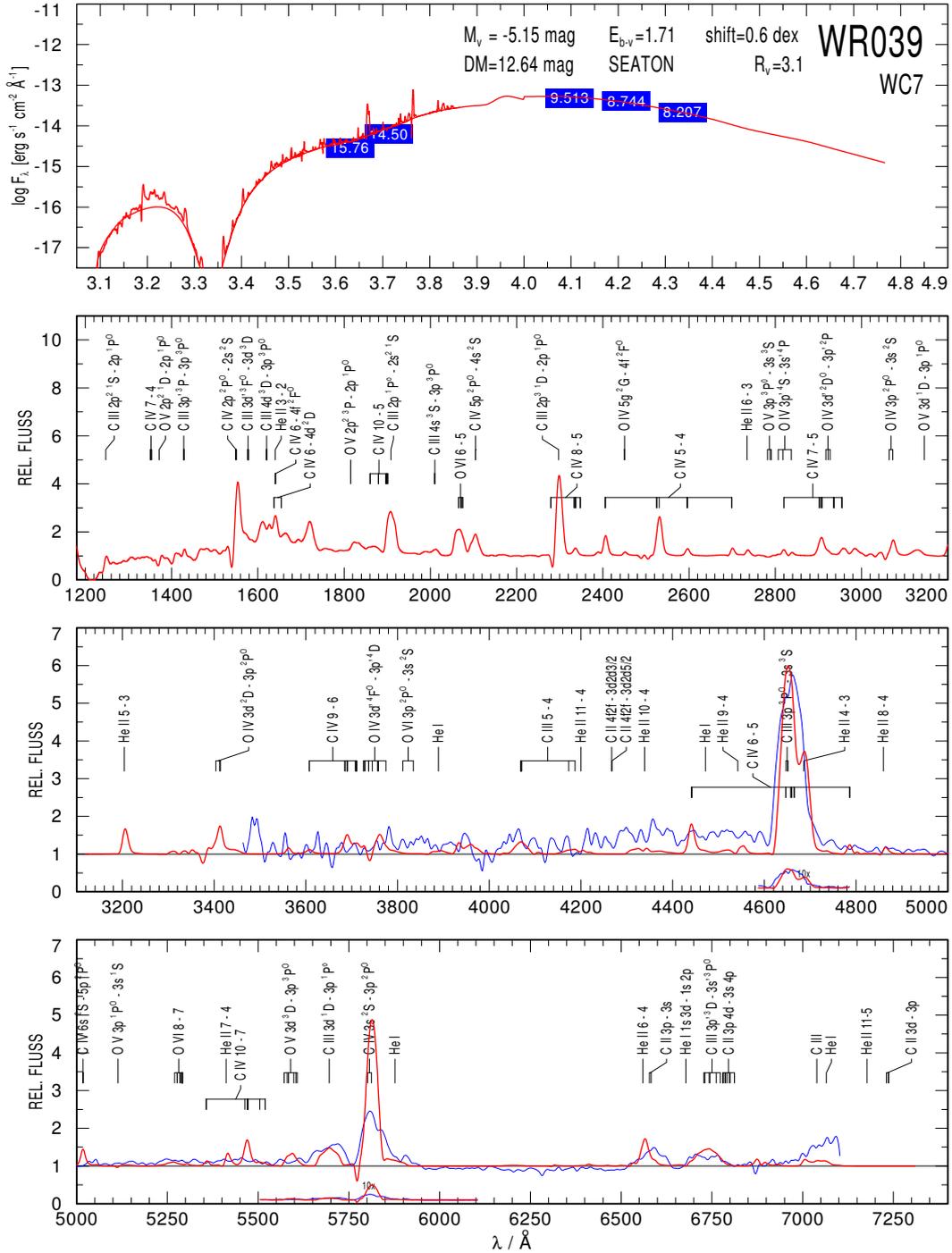
JOB NO. 13



08-10

MODEL START 11/24/04 10:41:13 56234/dex1.1/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/08-10

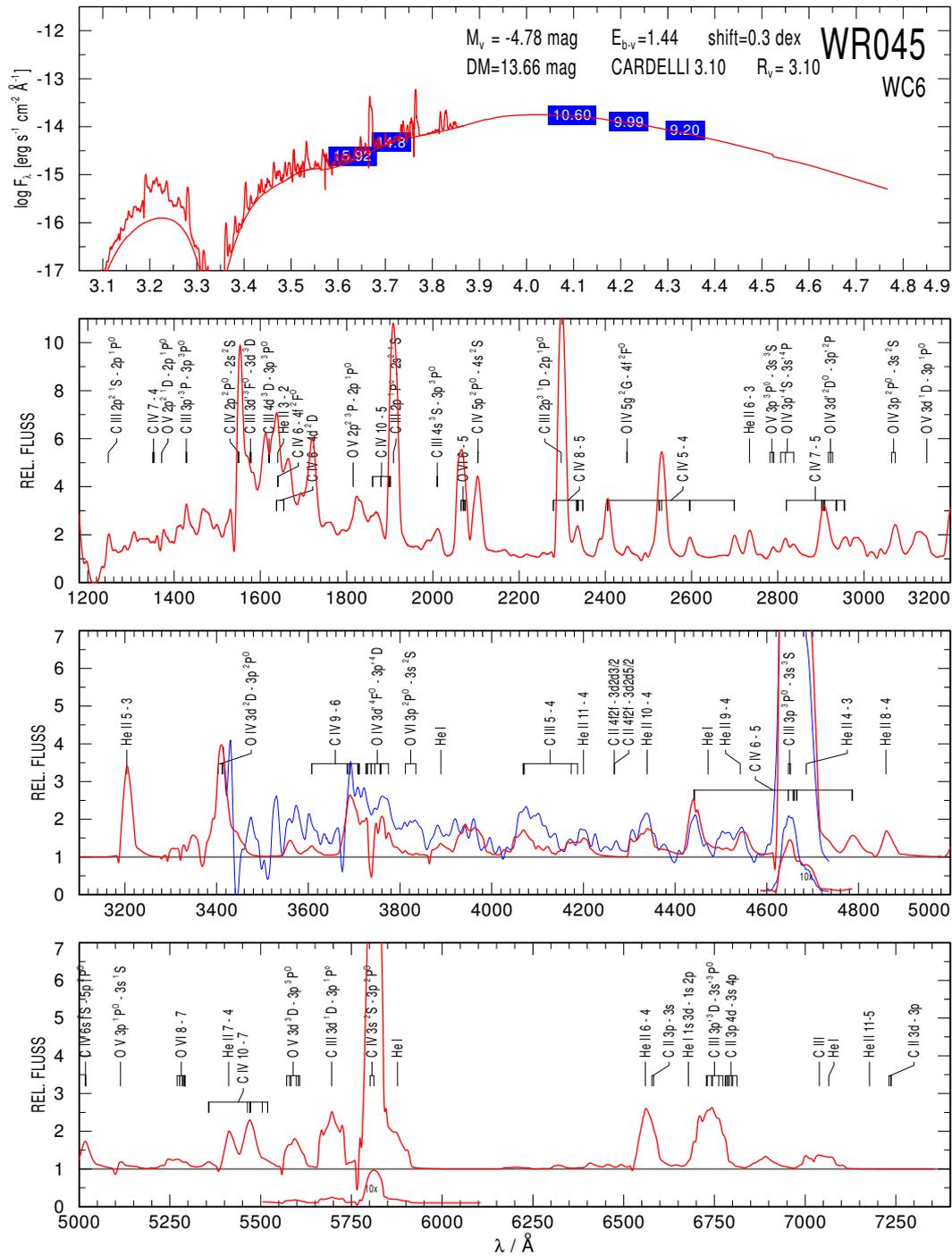
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 10/18/04 09:36:13 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/11-16

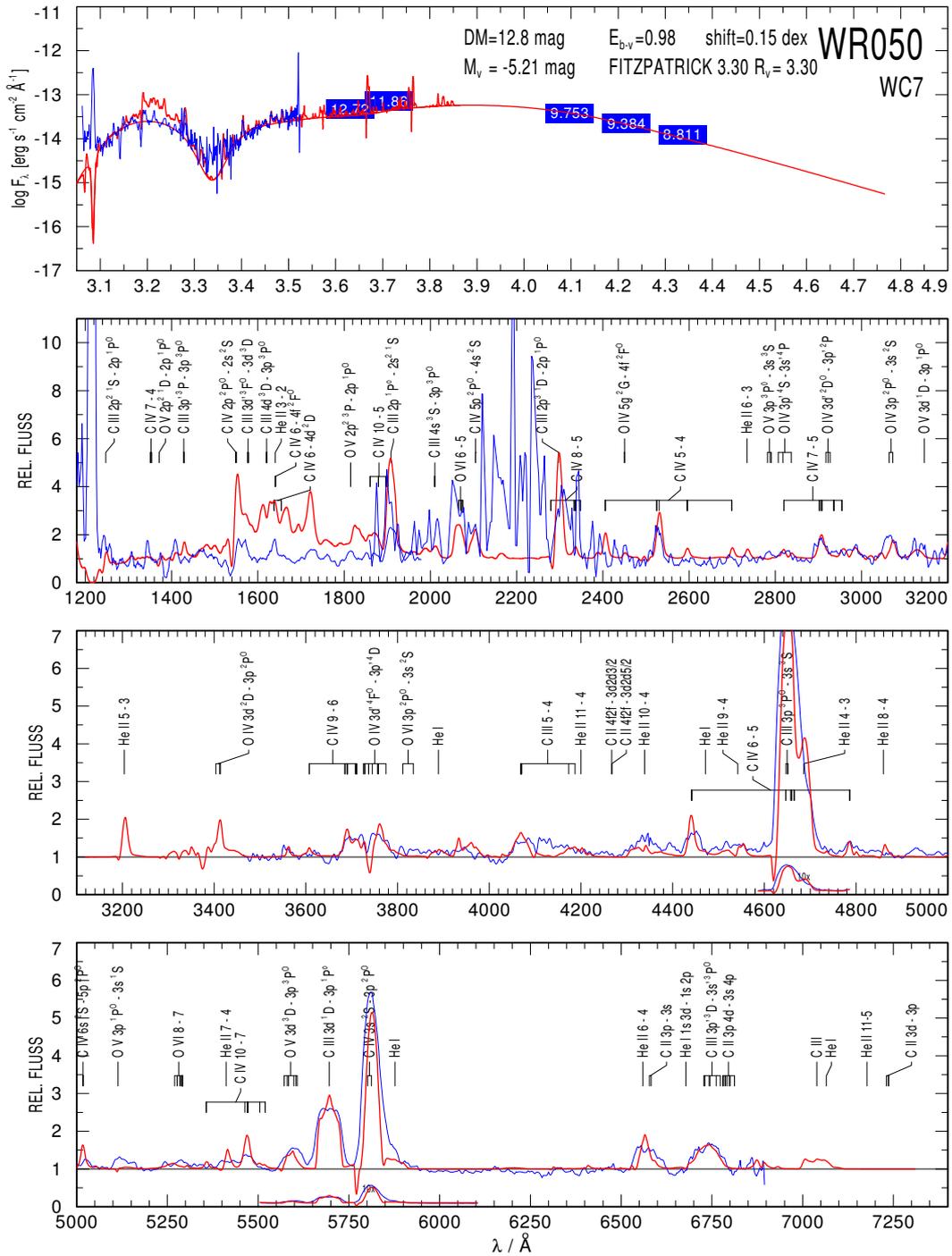
JOB NO. 13



08-11

MODEL START 11/24/04 11:01:30 56234/dex1.0/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/08-11

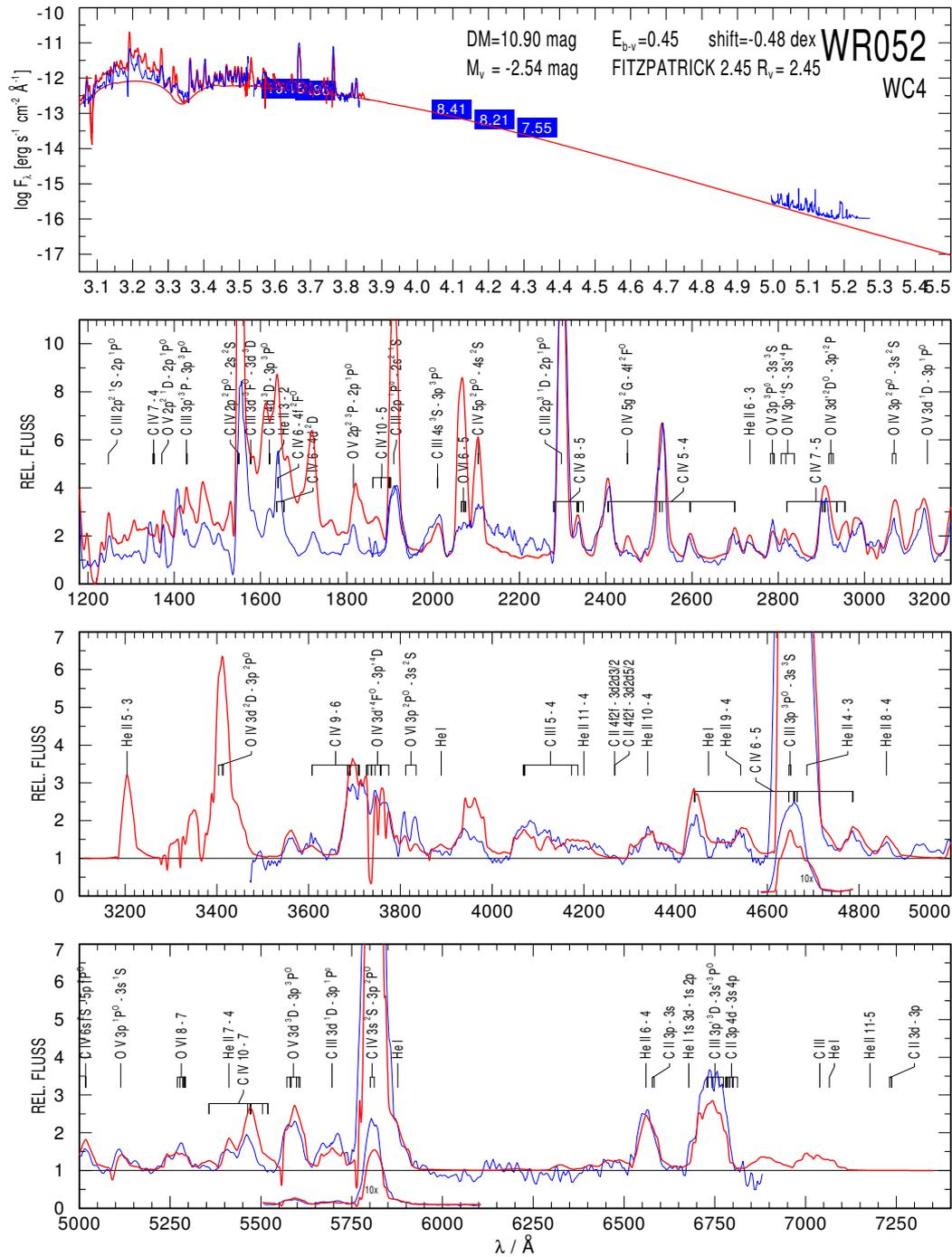
JOB NO. 13



14-19_C50_O15

MODEL START 05/10/10 21:09:39 112202/dex0.2/2000 L=5.3 C.5 O.15 D10 Fe1.6E-3 WCGrid* 14-19

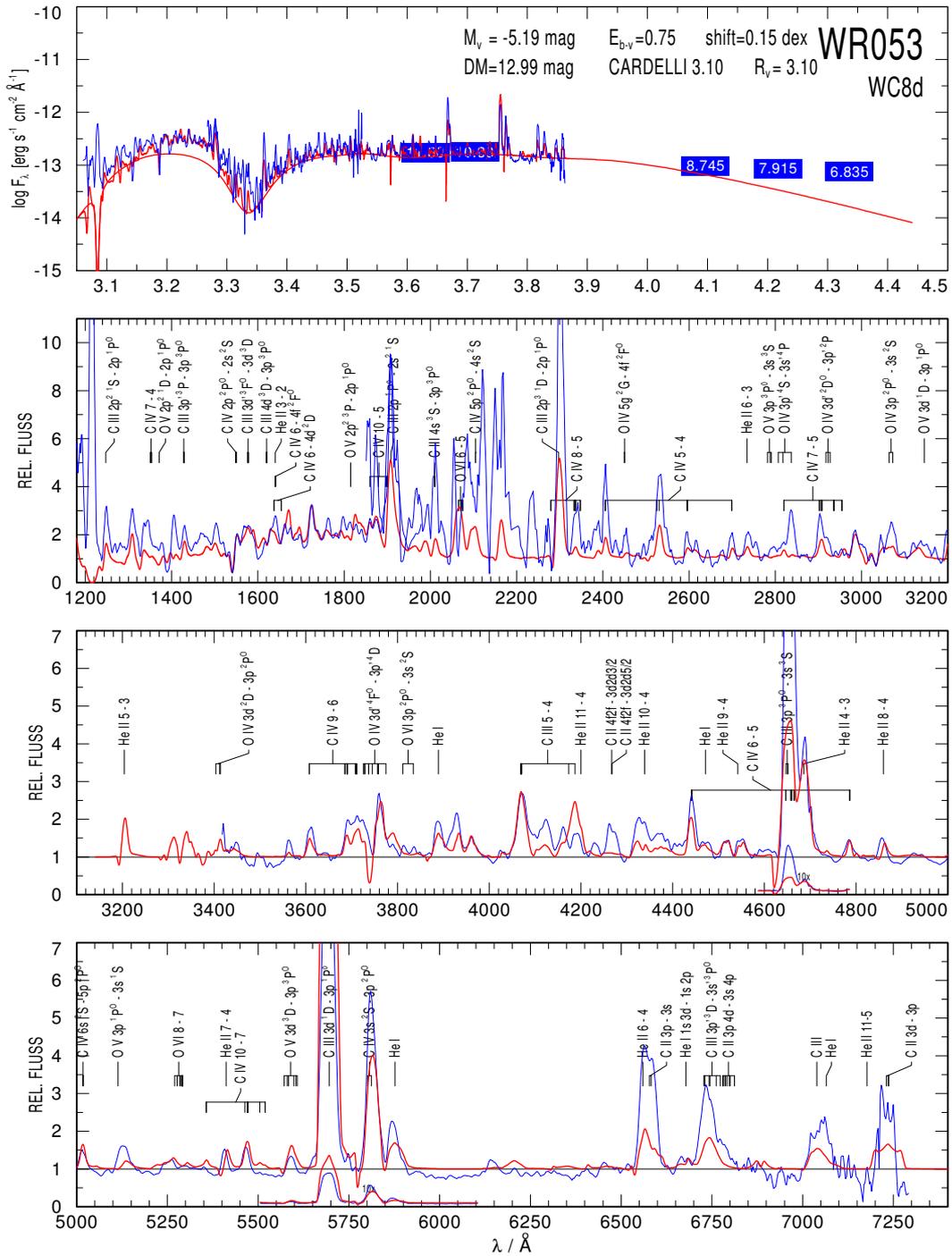
JOB NO. 13



07-12goetz

MODEL START 08/09/10 15:59:16 50119/dex0.9/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/07-12

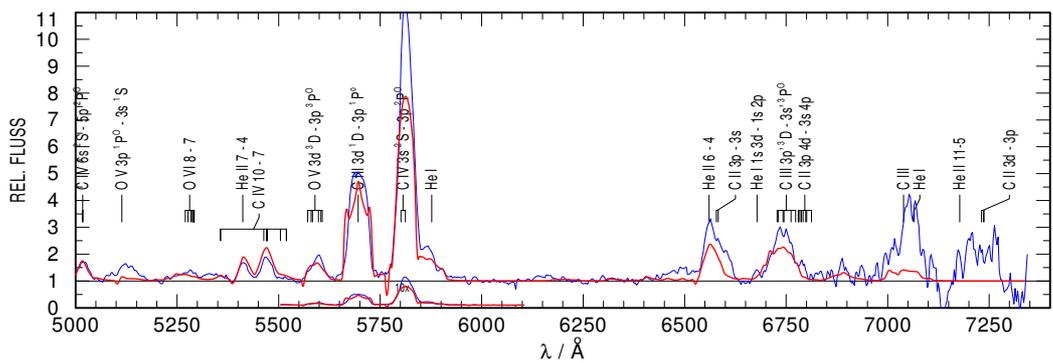
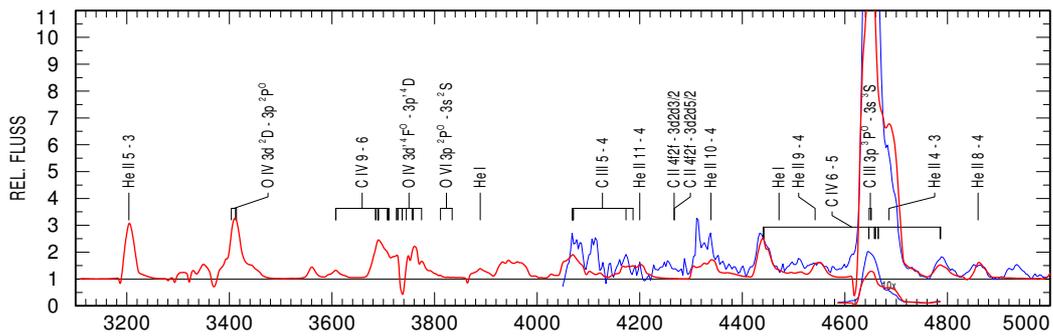
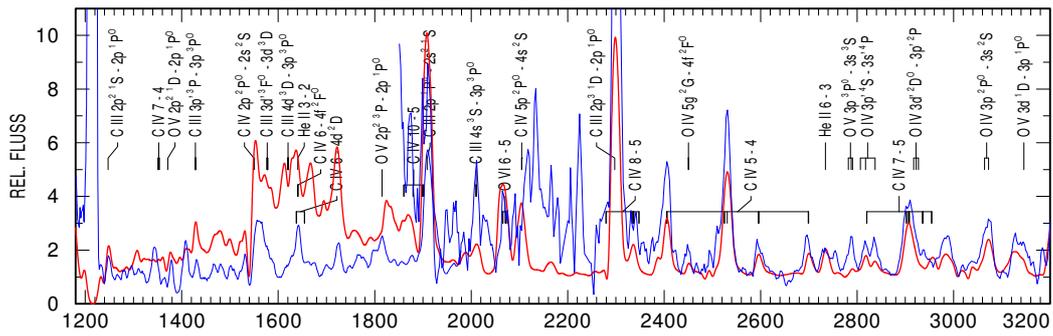
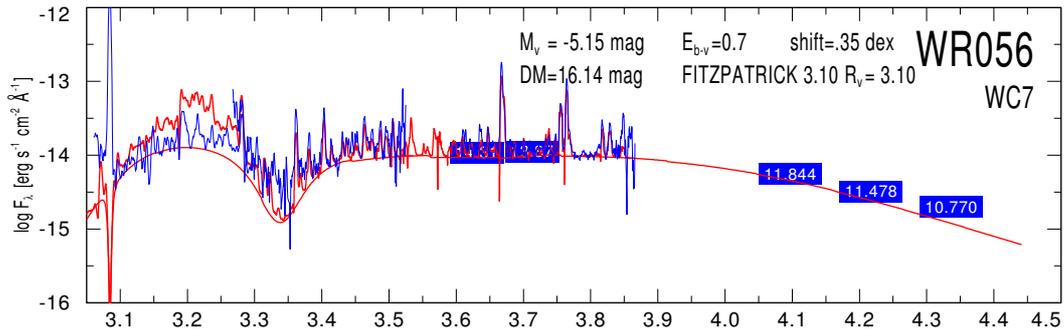
JOB NO. 18



10-15

MODEL START 10/25/04 15:11:42 70795/dex0.6/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/10-15

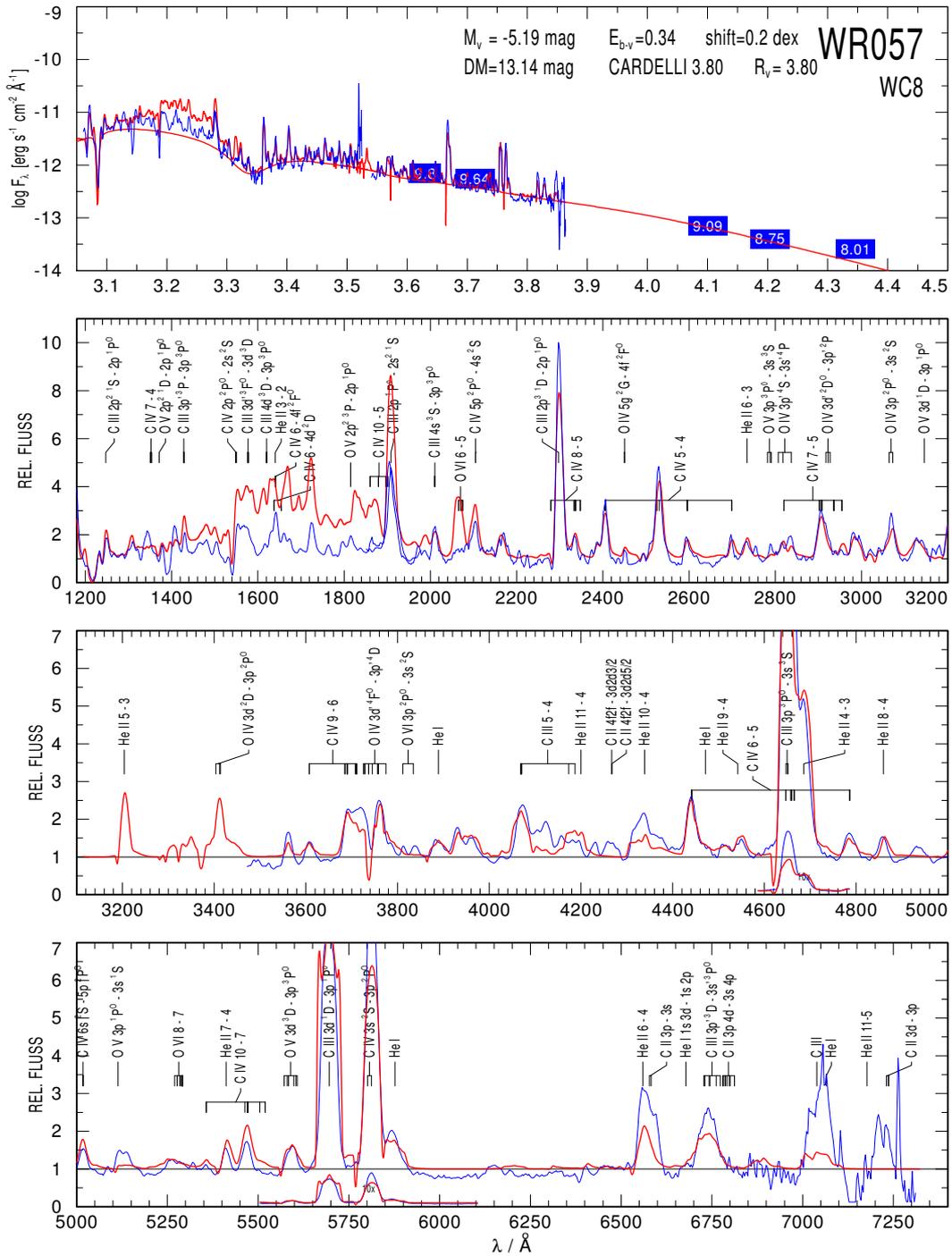
JOB NO. 13



09-14

MODEL START 11/03/04 14:37:33 63096/dex0.7/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/09-14

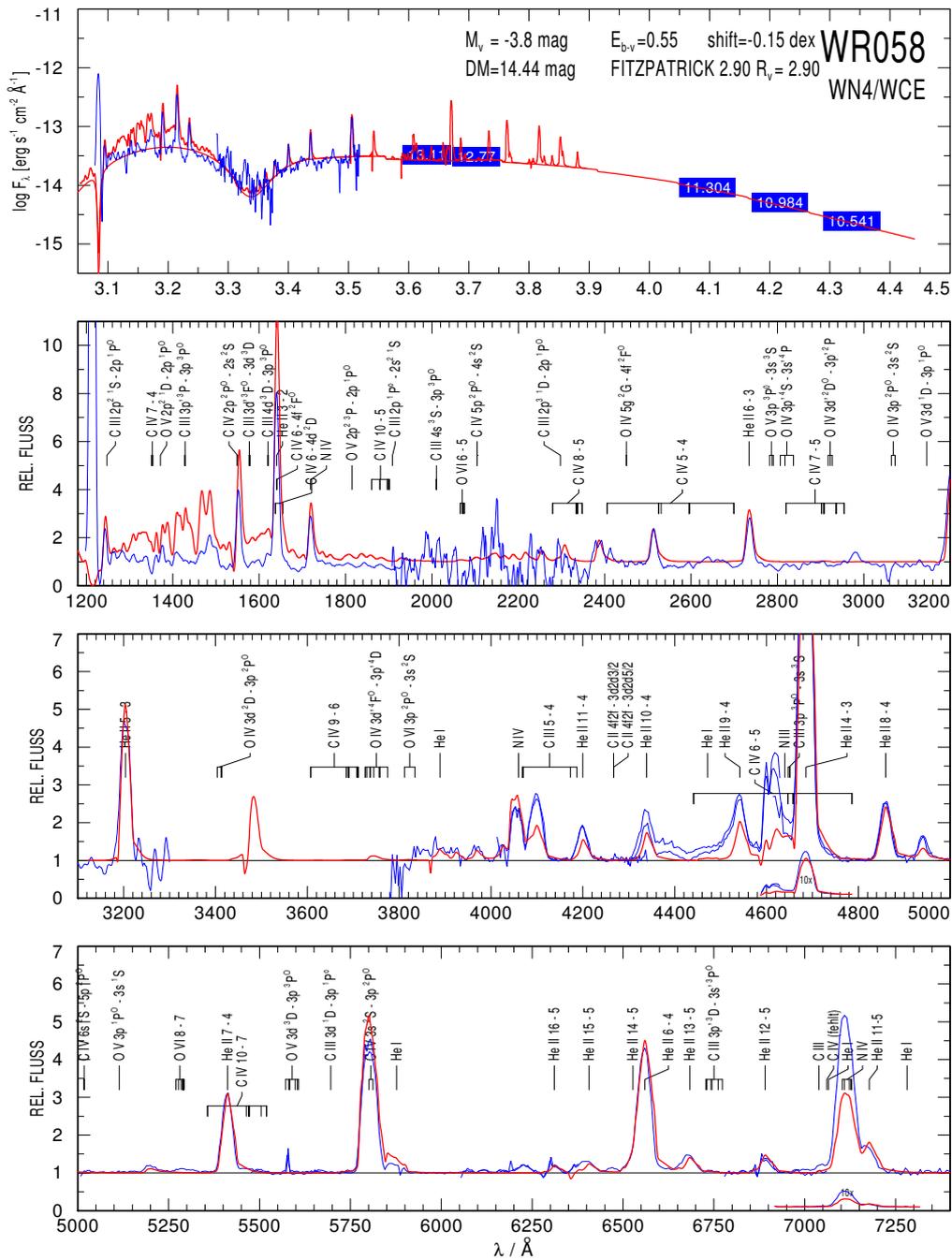
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 02/16/10 12:09:21 79433/0.5D/1600 L=5.3 N=1.5% C=0.1% Fe=1.4E-3 D4 WNx/WCE 11-16

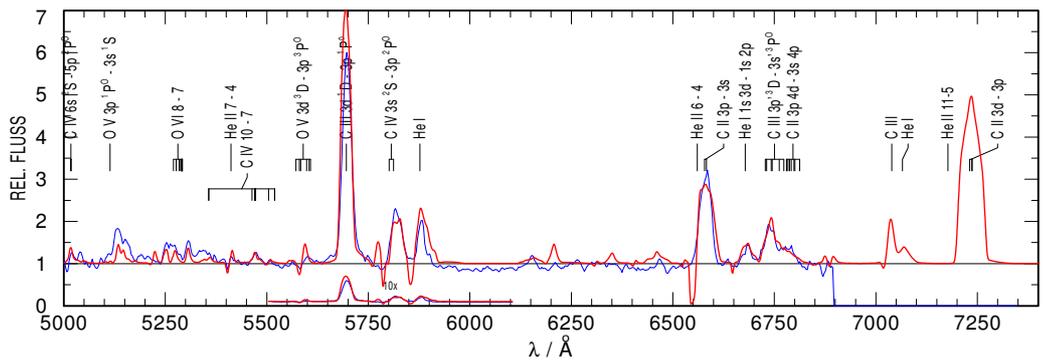
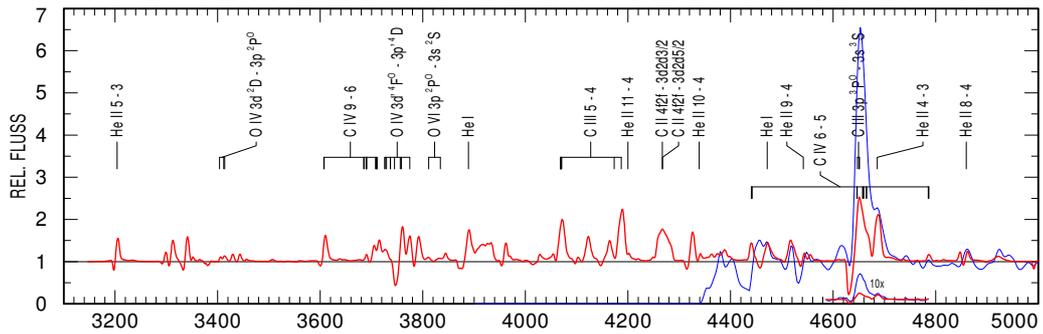
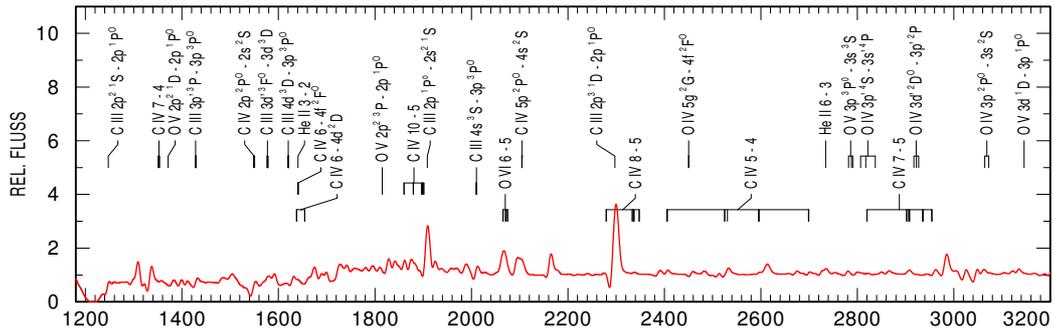
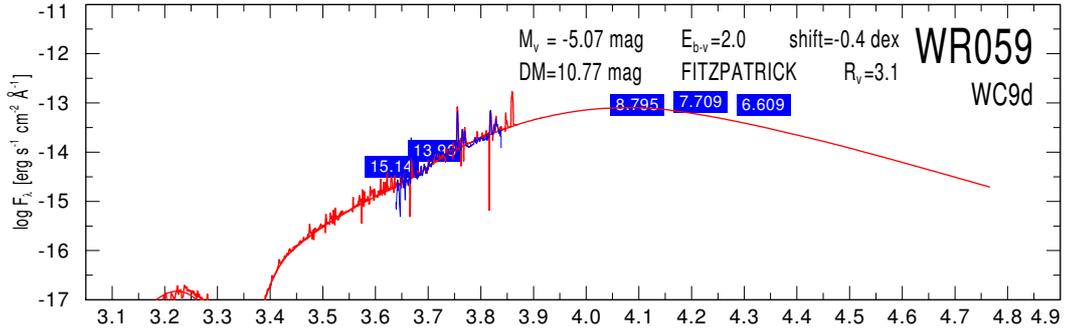
JOB NO. 13



05-11goetz

MODEL START 09/02/10 10:24:46 39811/dex1.0/1600 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/05-11

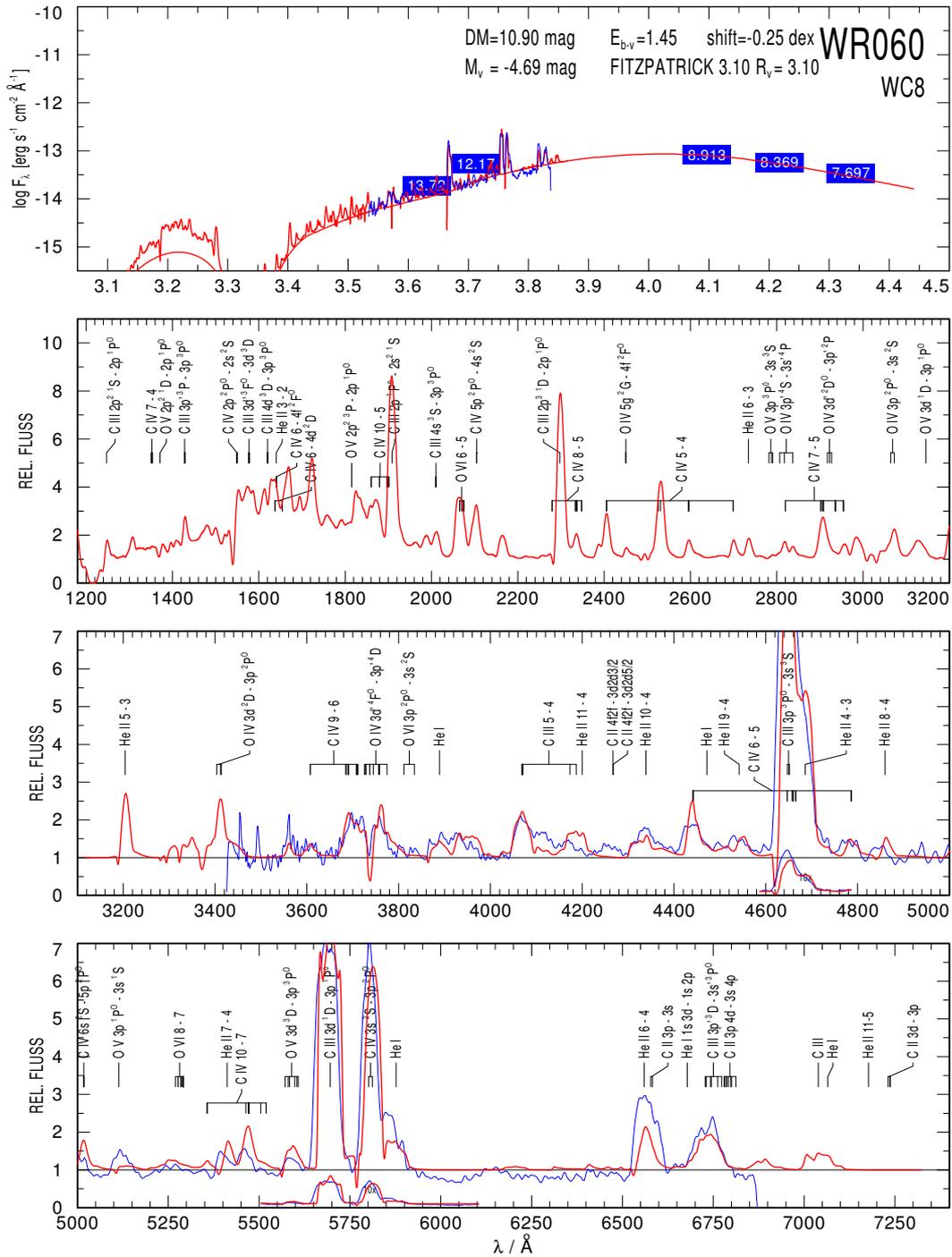
JOB NO. 18



09-14

MODEL START 11/03/04 14:37:33 63096/dex0.7/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/09-14

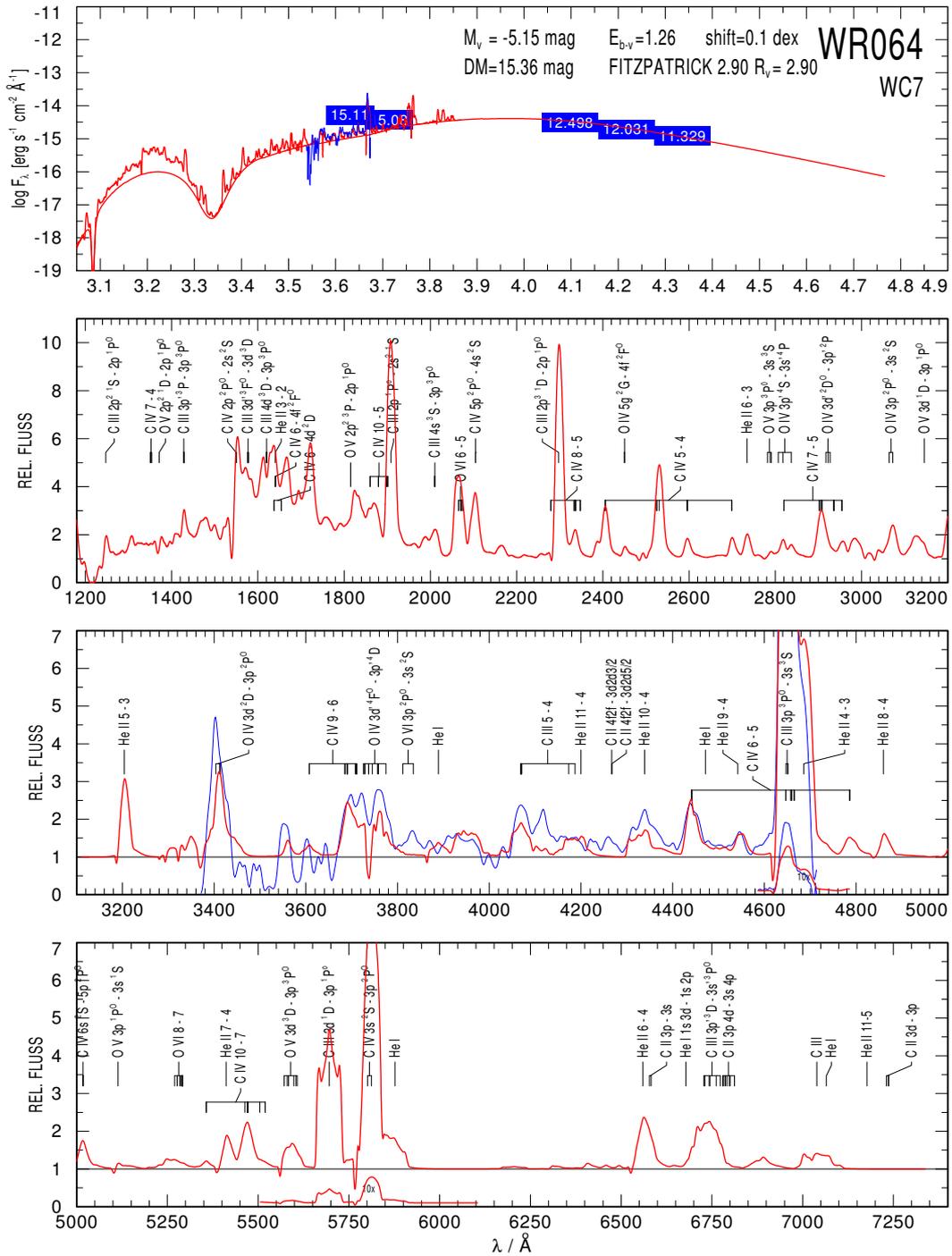
JOB NO. 13



10-15

MODEL START 10/25/04 15:11:42 70795/dex0.6/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/10-15

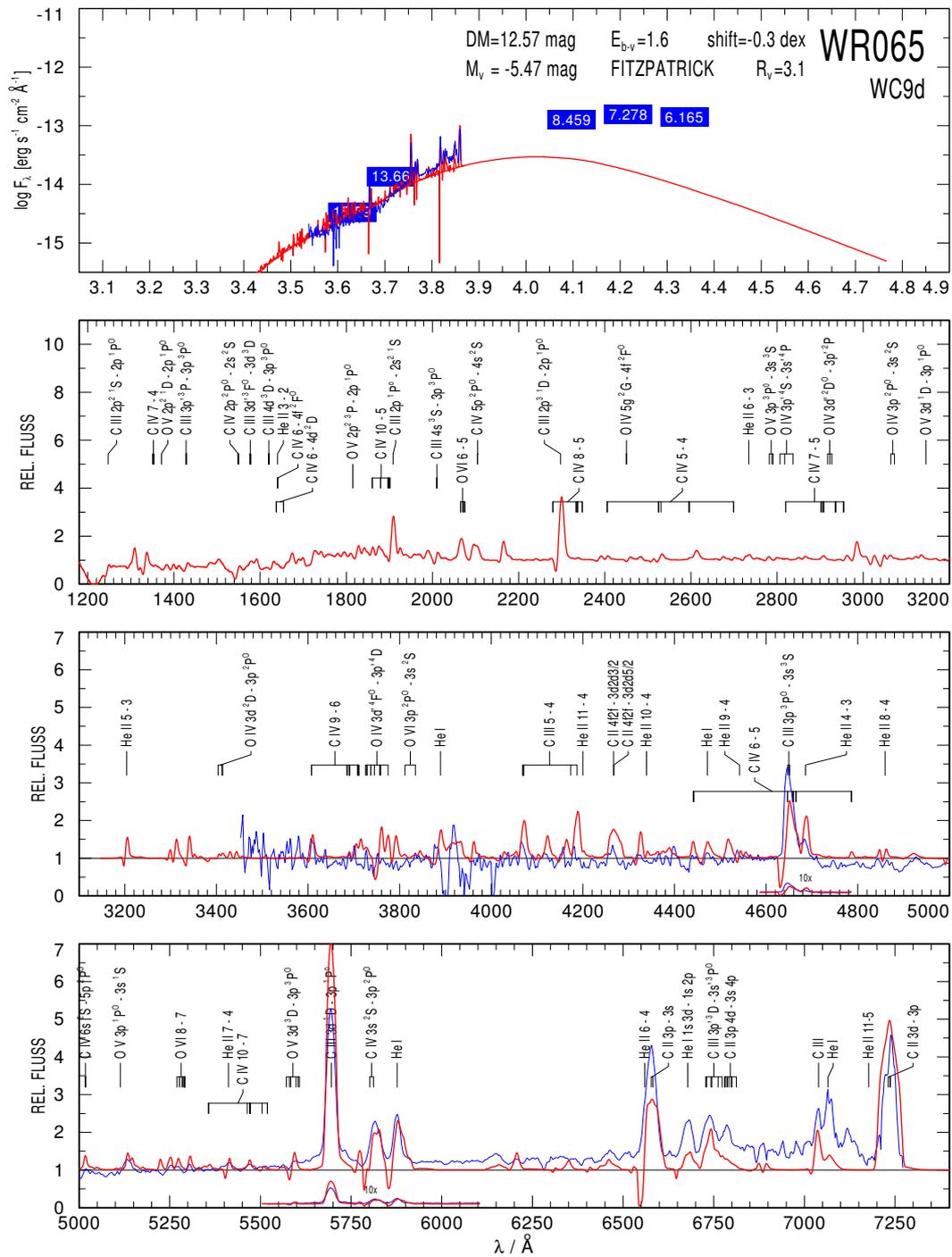
JOB NO. 13



05-11goetz

MODEL START 09/02/10 10:24:46 39811/dex1.0/1600 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/05-11

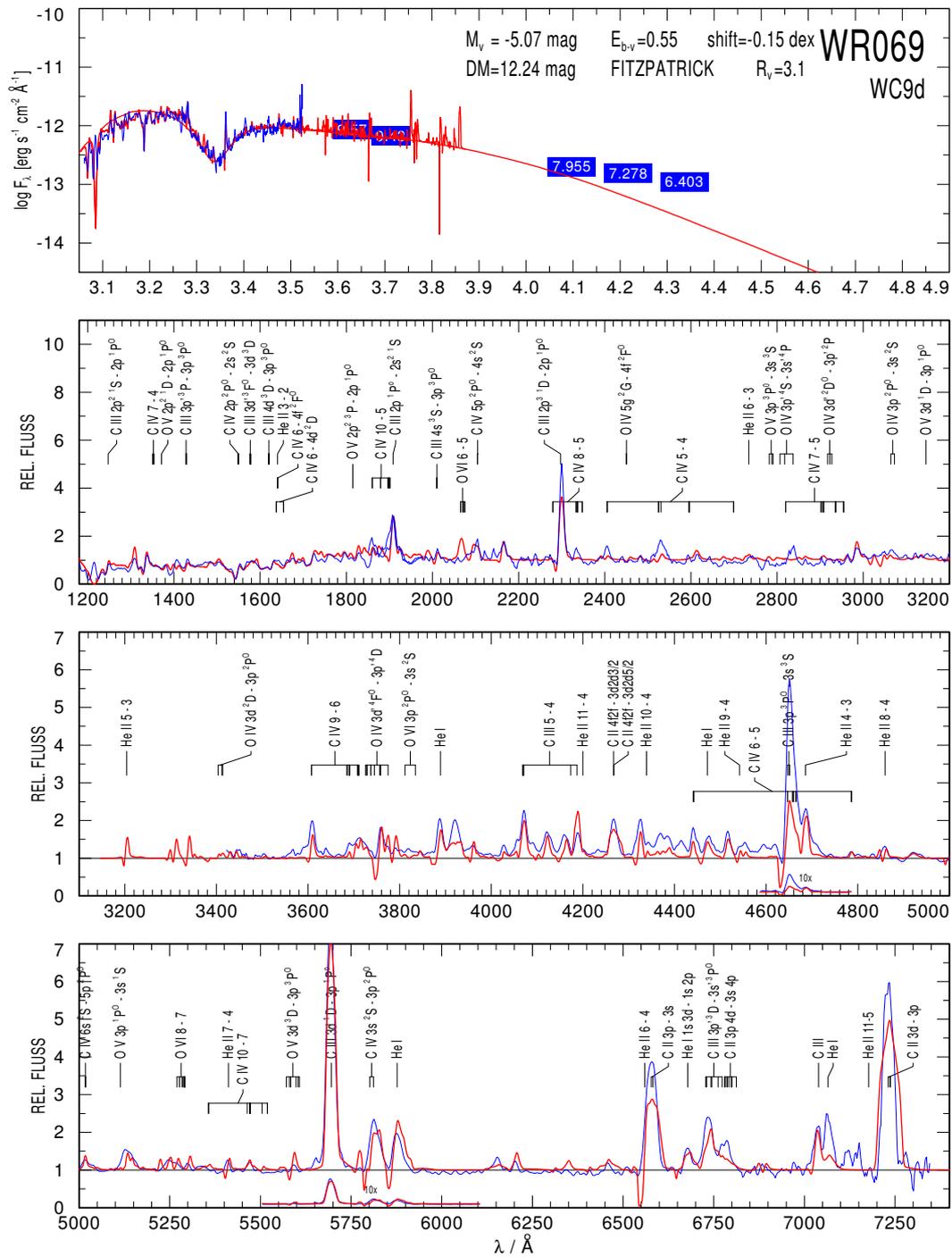
JOB NO. 18



05-11goetz

MODEL START 09/02/10 10:24:46 39811/dex1.0/1600 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/05-11

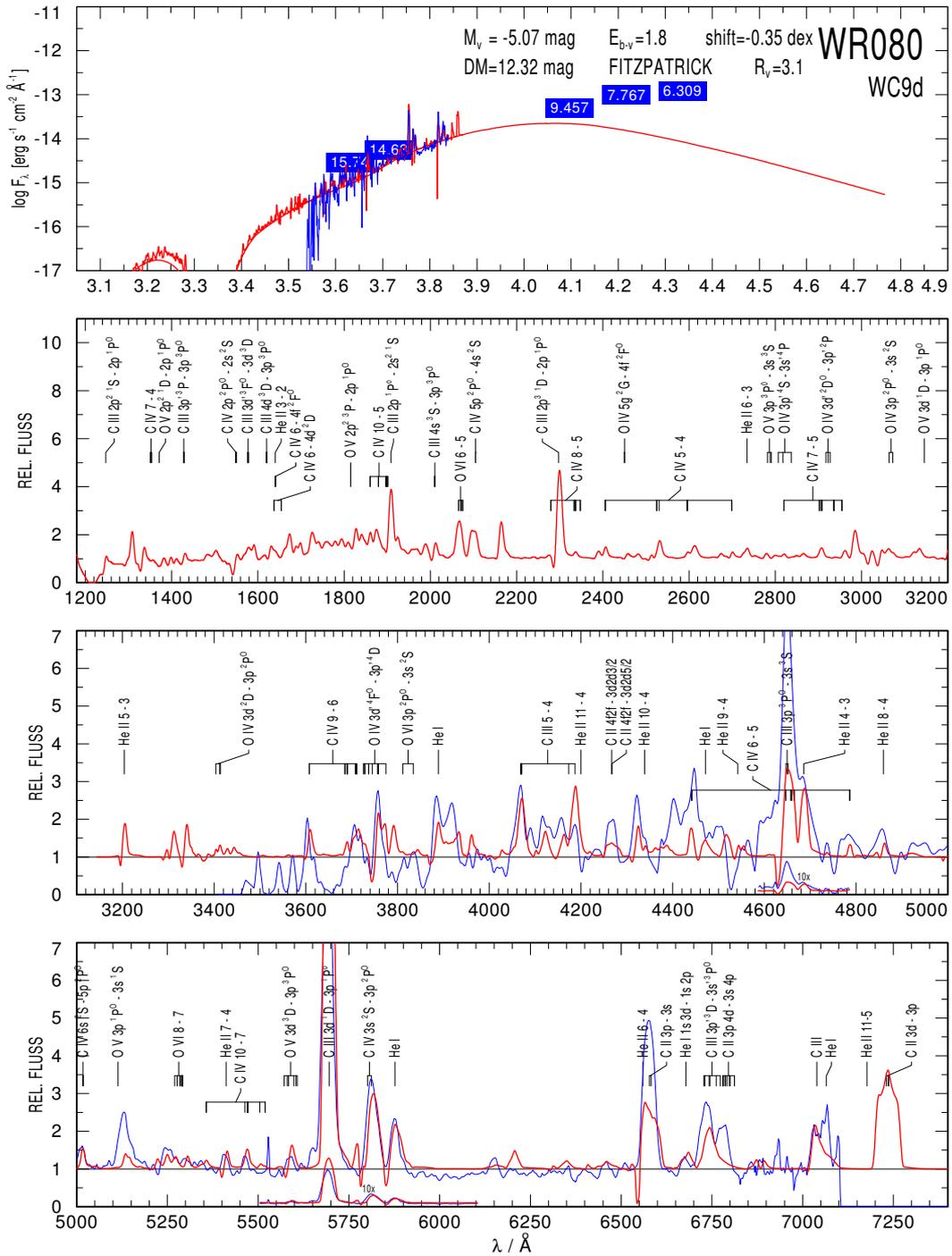
JOB NO. 18



06-12goetz

MODEL START 09/06/10 15:17:52 44668/dex0.9/1600 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/06-12

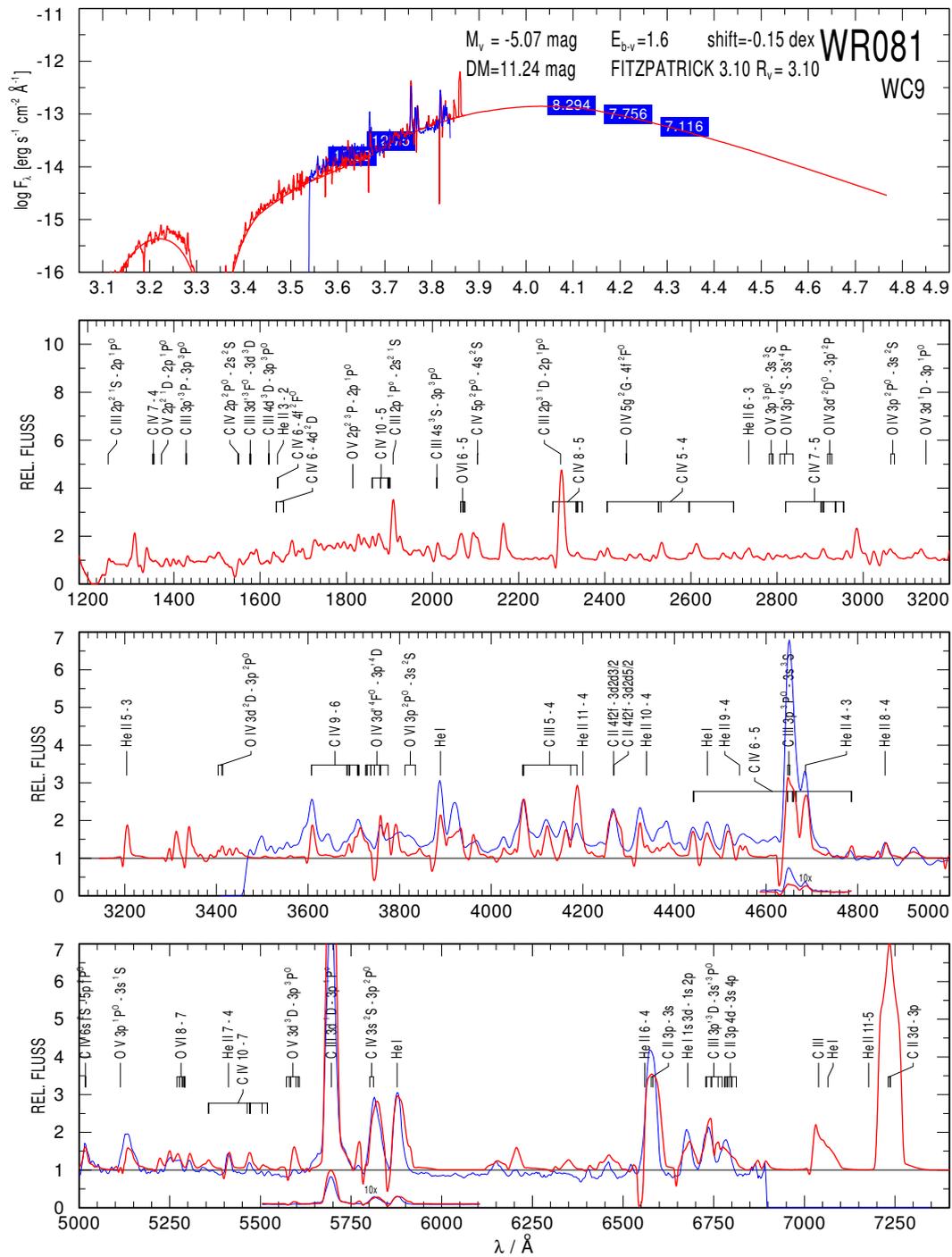
JOB NO. 17



06-13goetz

MODEL START 08/09/10 16:14:05 44668/dex0.8/1600 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/06-13

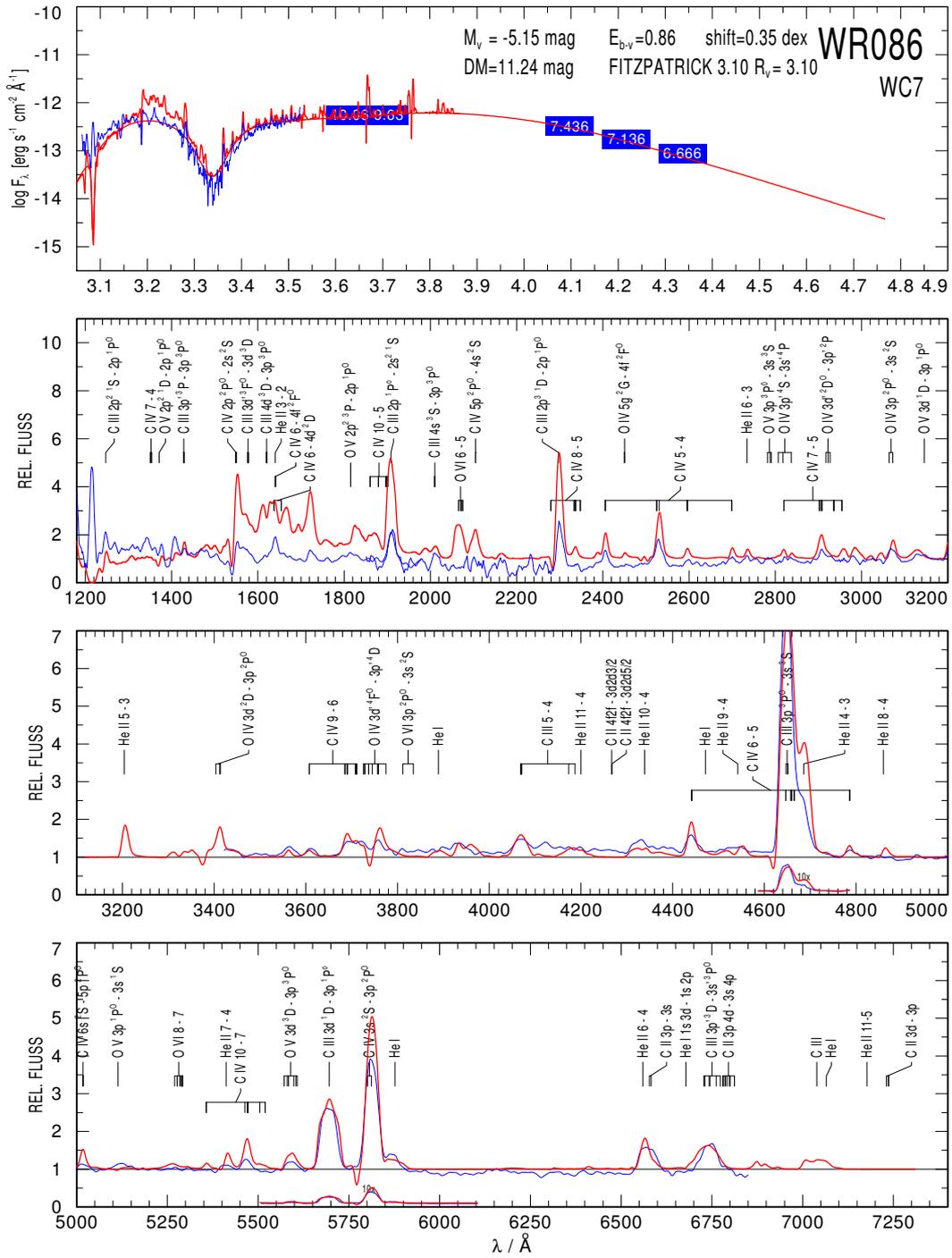
JOB NO. 18



08-11

MODEL START 11/24/04 11:01:30 56234/dex1.0/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/08-11

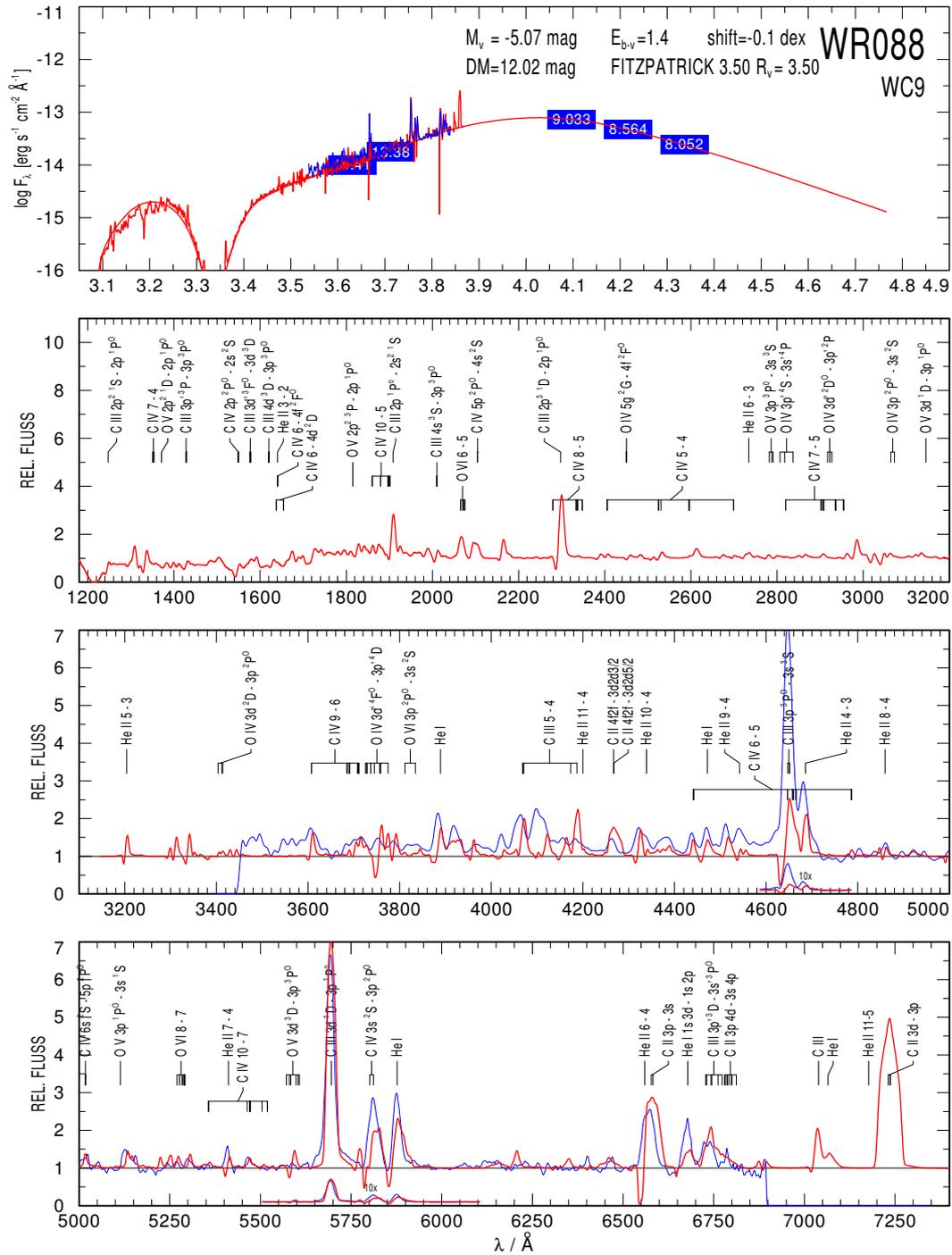
JOB NO. 13



05-11goetz

MODEL START 09/02/10 10:24:46 39811/dex1.0/1600 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/05-11

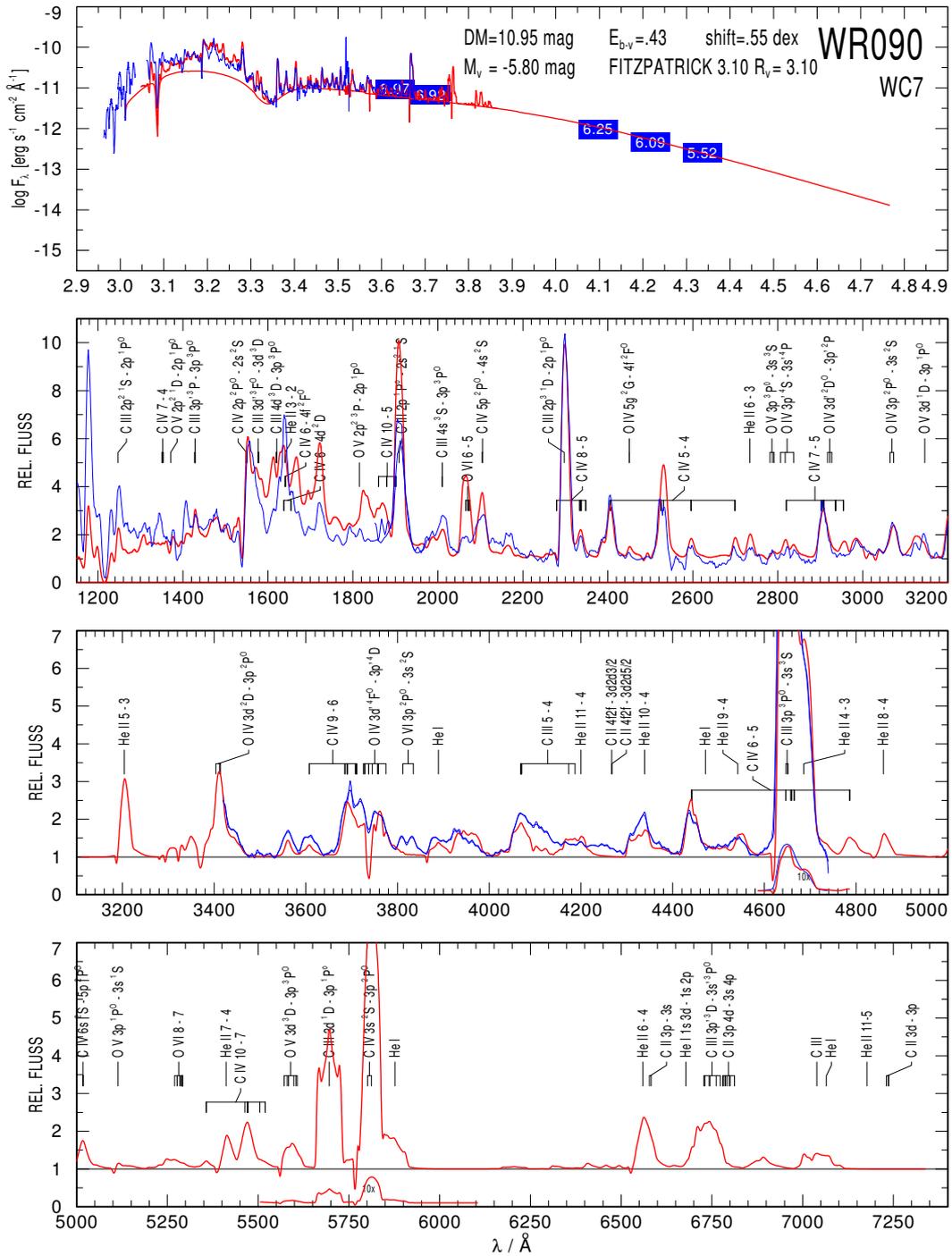
JOB NO. 18



10-15

MODEL START 10/25/04 15:11:42 70795/dex0.6/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/10-15

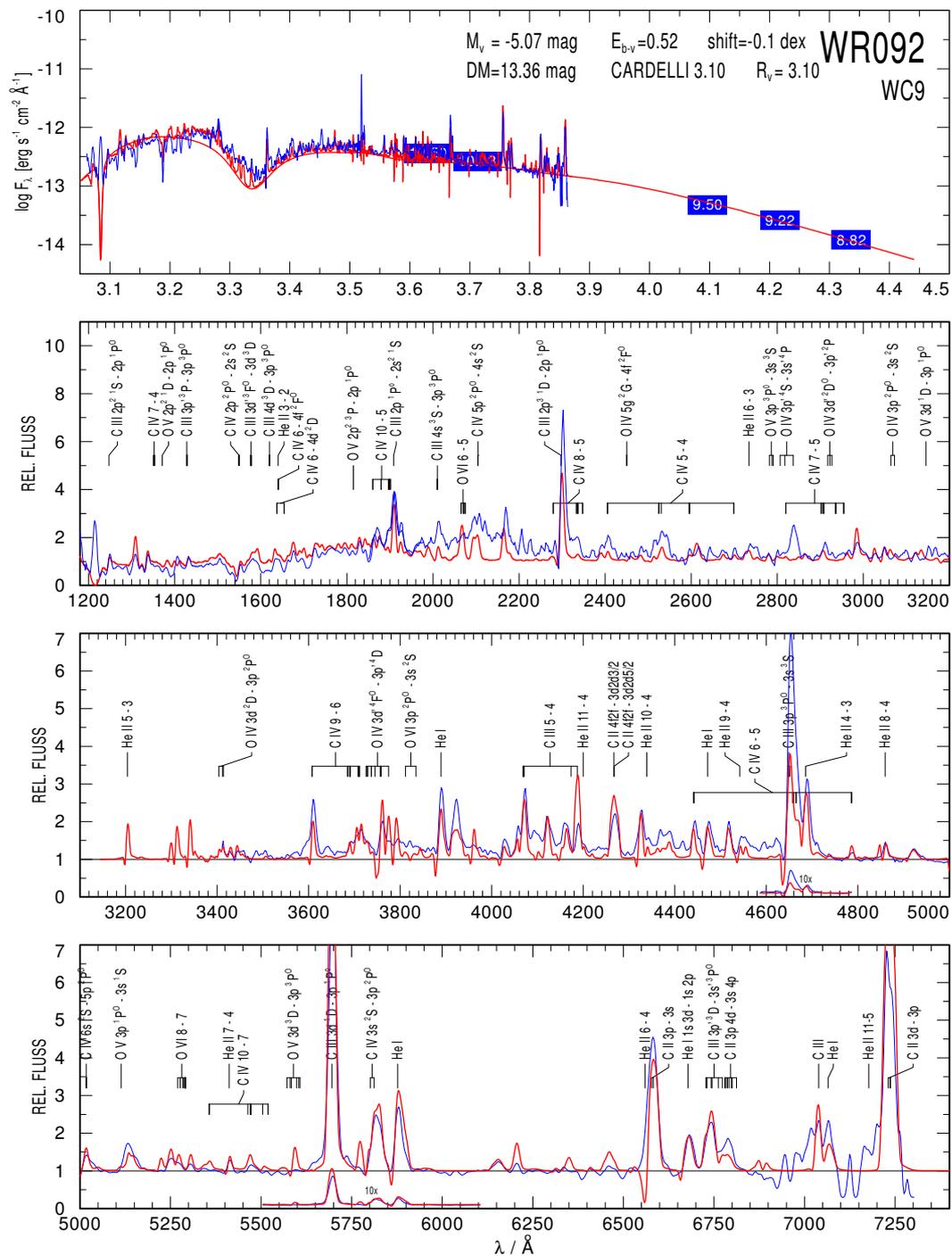
JOB NO. 13



06-13goetz

MODEL START 08/09/10 17:11:10 44668/dex0.8/1000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/06-13

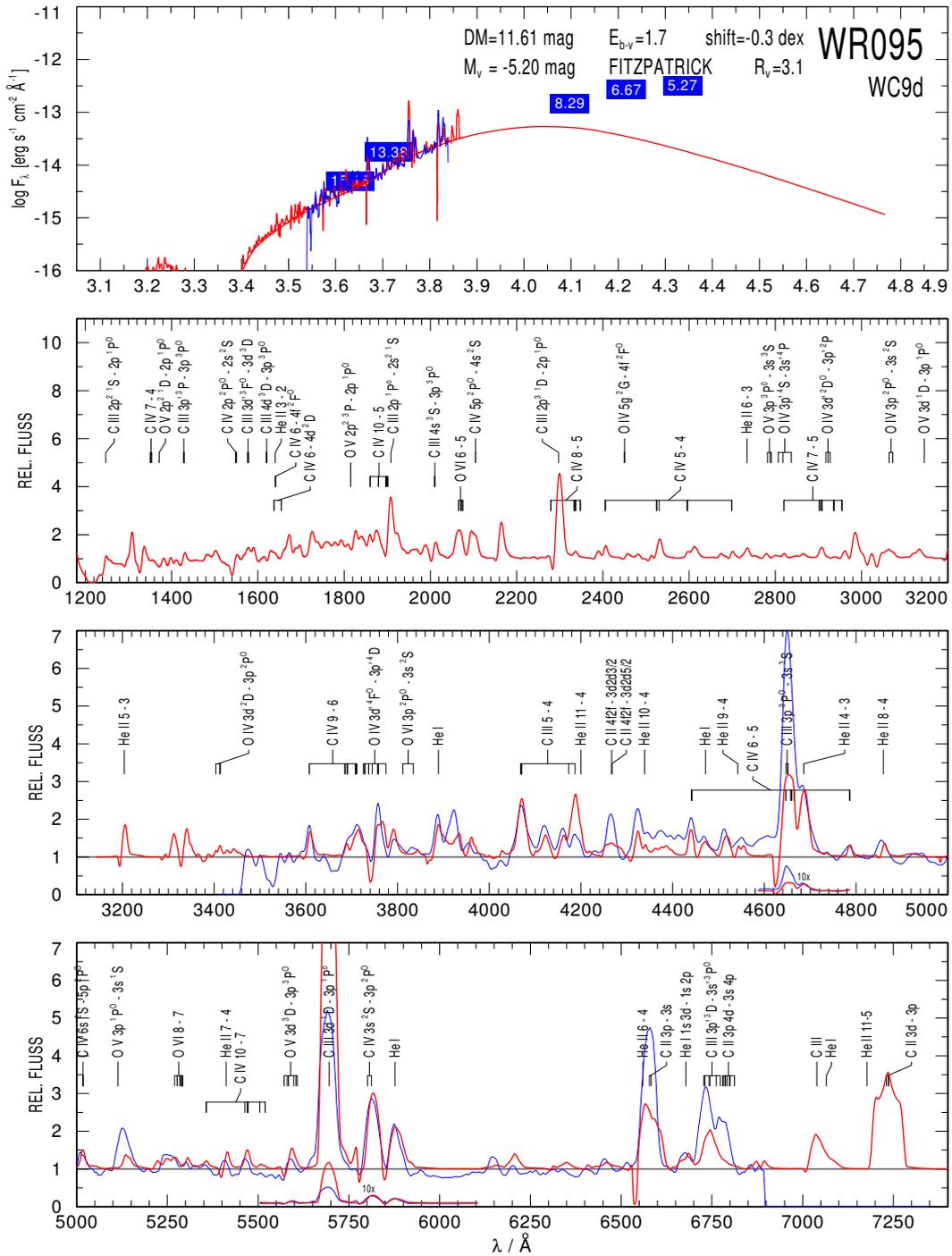
JOB NO. 18



06-12goetz

MODEL START 08/08/10 10:17:23 44668/dex0.9/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/06-12

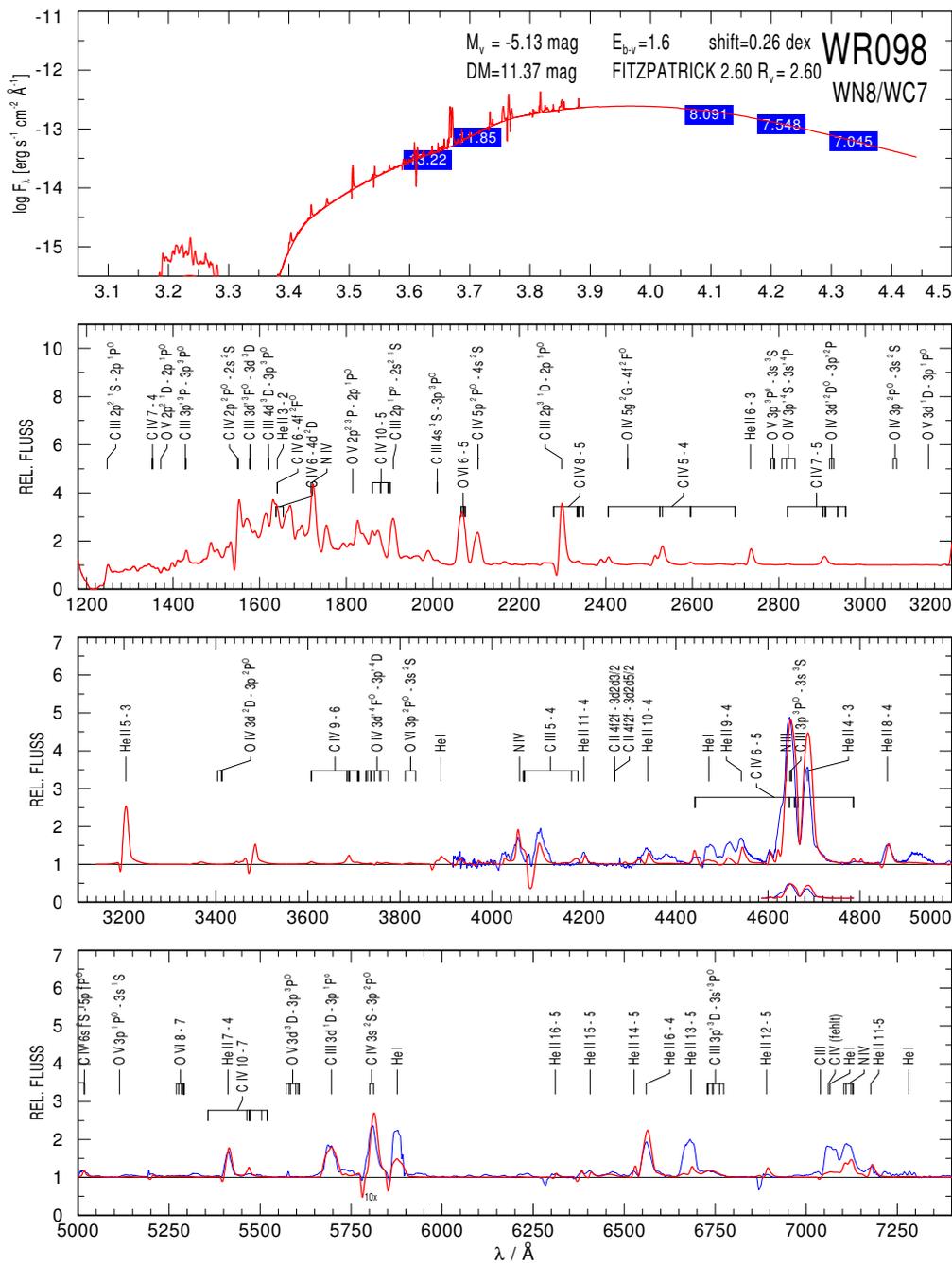
JOB NO. 18

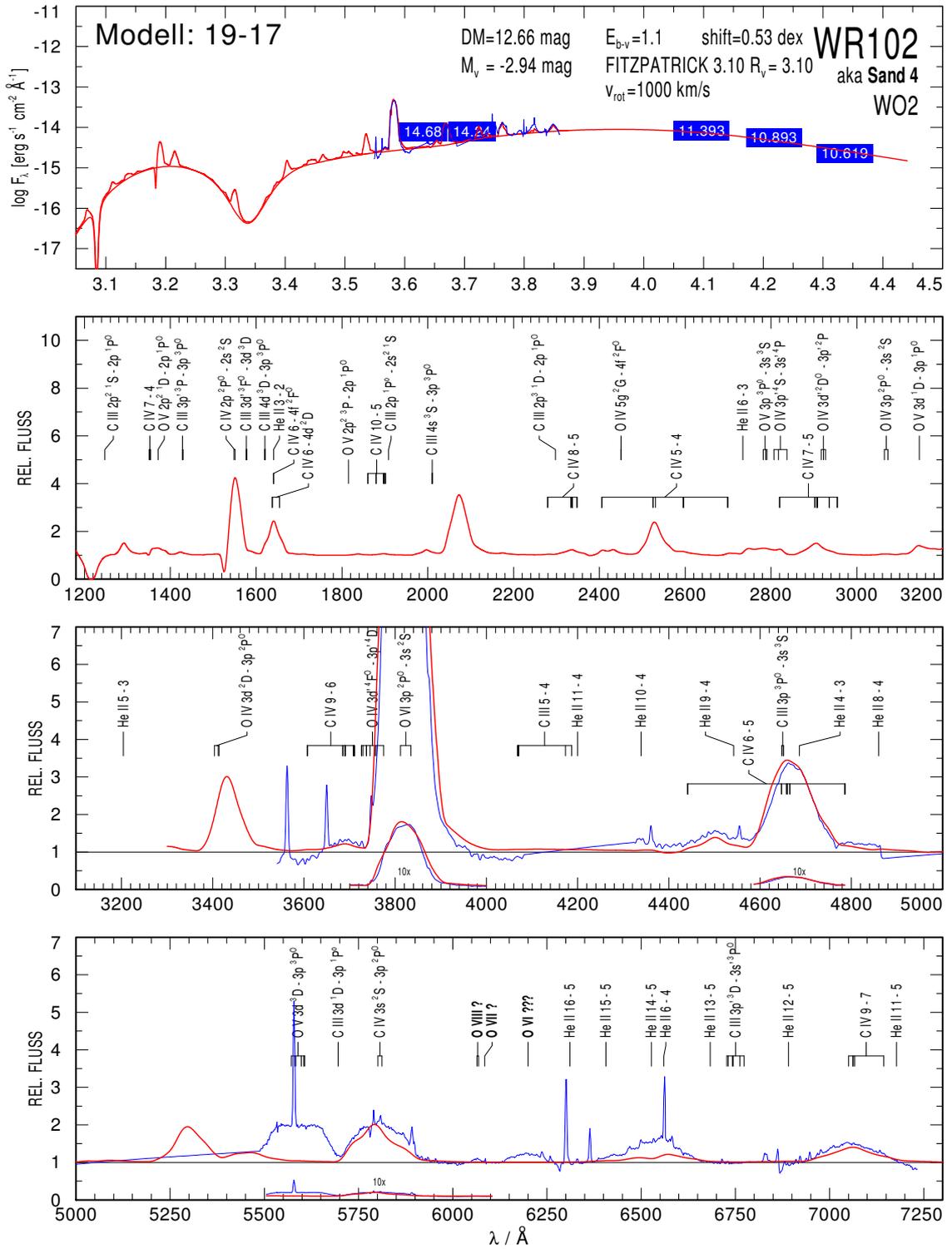


07-11

MODEL START 03/25/10 12:02:53 50119/1.0D/1600 L=5.3 N=1.5% C=5% Fe=1.4E-3 D4 WNx/WCE+C 07-11

JOB NO. 13

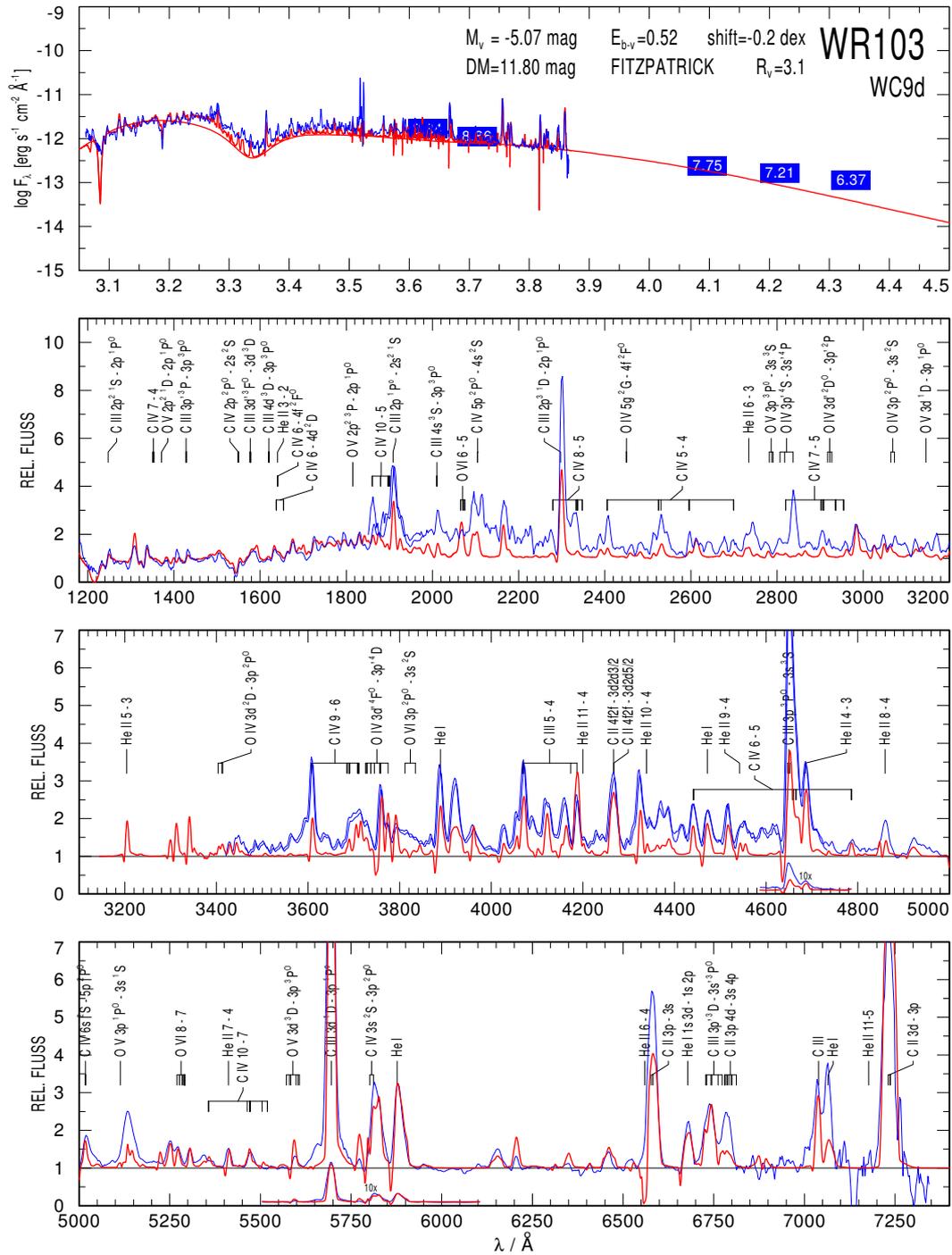




06-13goetz

MODEL START 08/09/10 17:11:10 44668/dex0.8/1000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/06-13

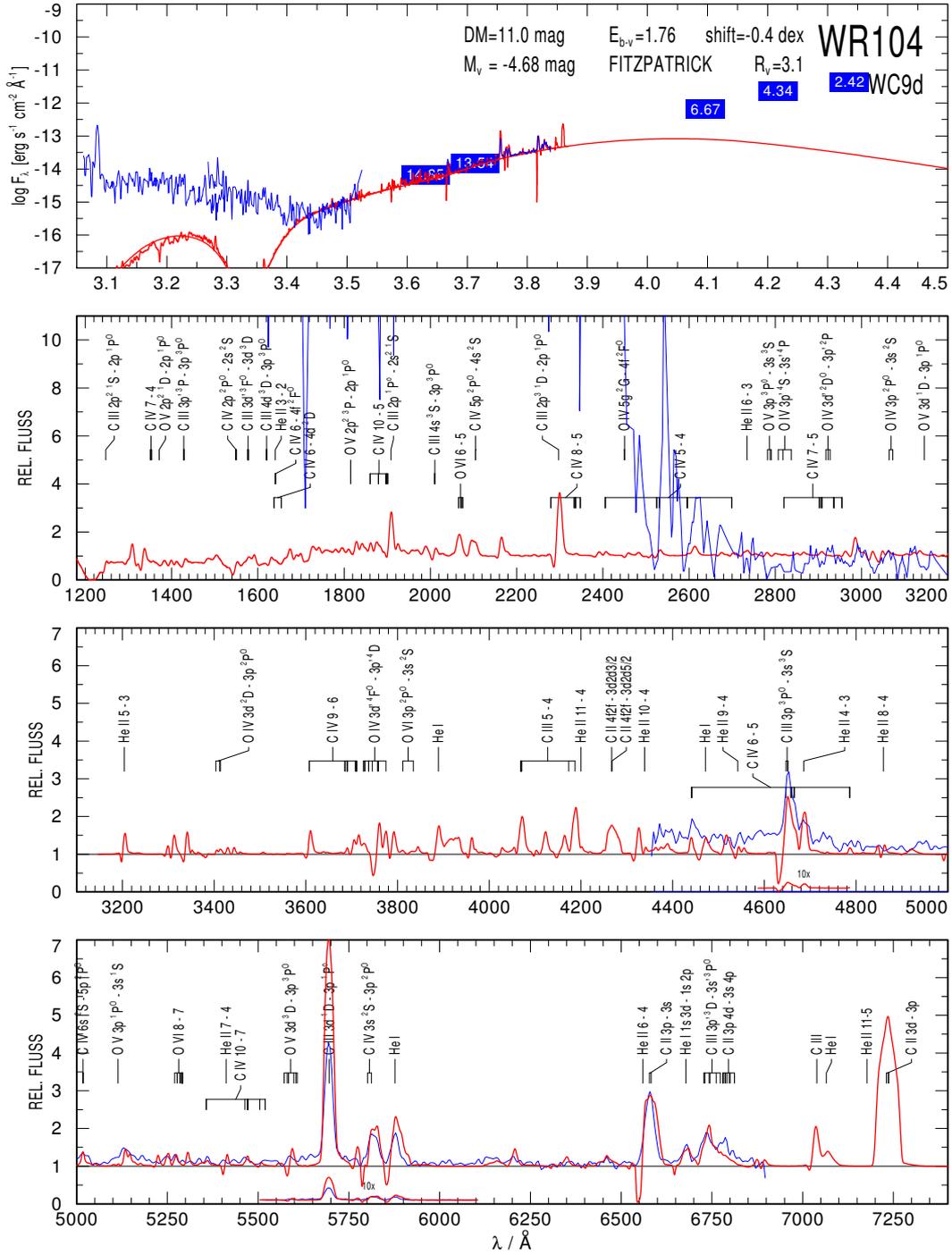
JOB NO. 18



05-11goetz

MODEL START 09/02/10 10:24:46 39811/dex1.0/1600 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/05-11

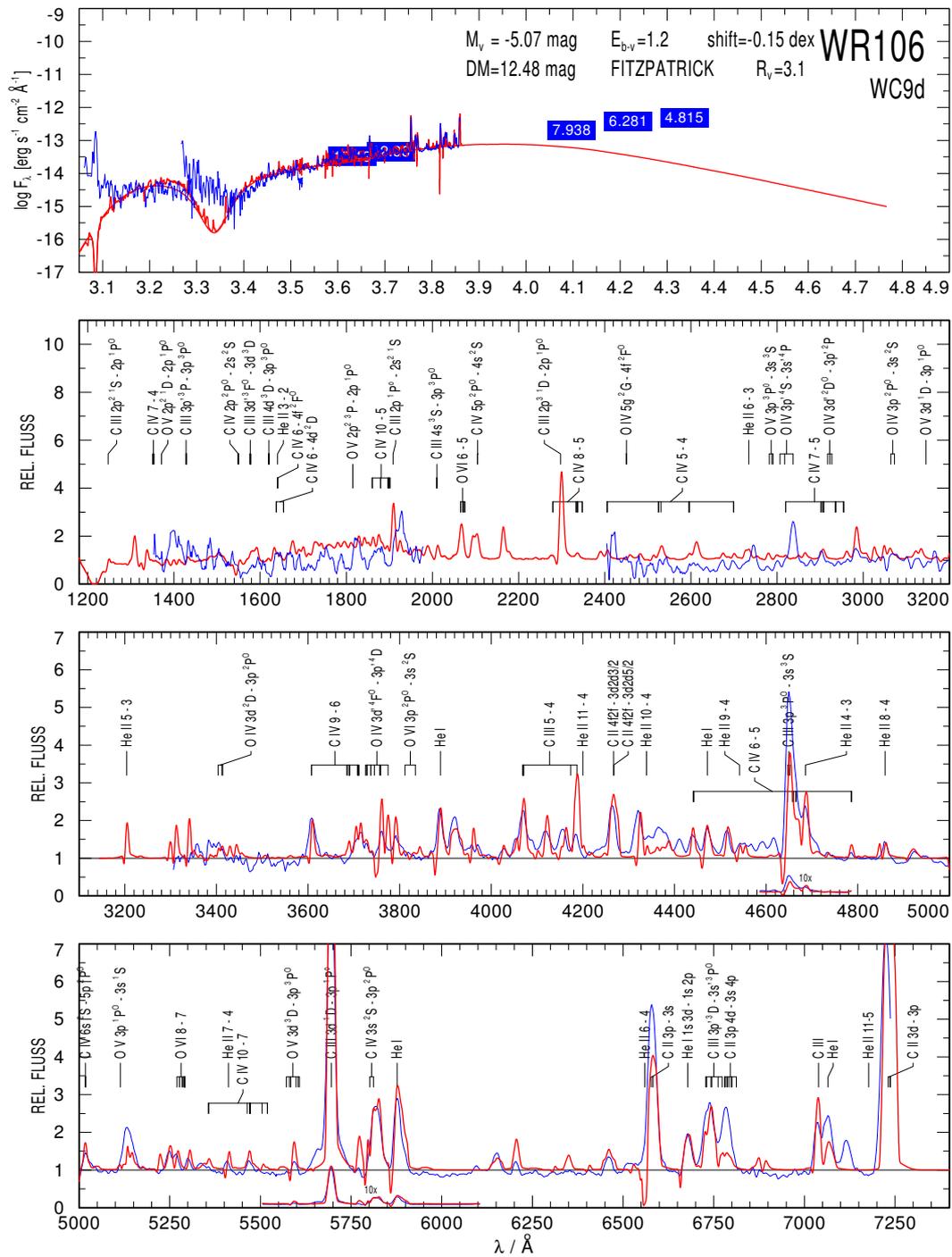
JOB NO. 18



06-13goetz

MODEL START 08/09/10 17:11:10 44668/dex0.8/1000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/06-13

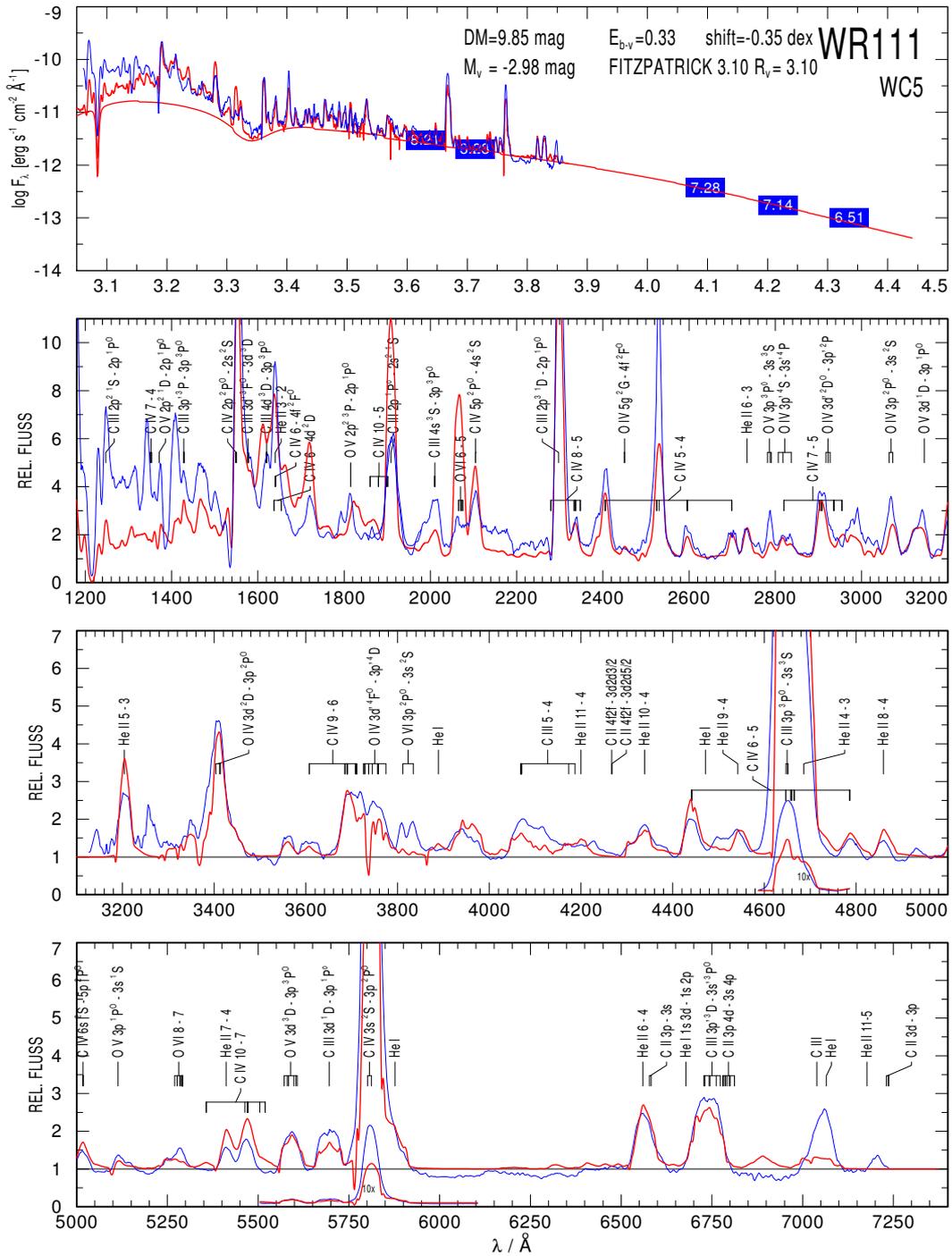
JOB NO. 18



12-17

MODEL START 05/25/04 14:27:24 89125/dex0.4/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/12-17

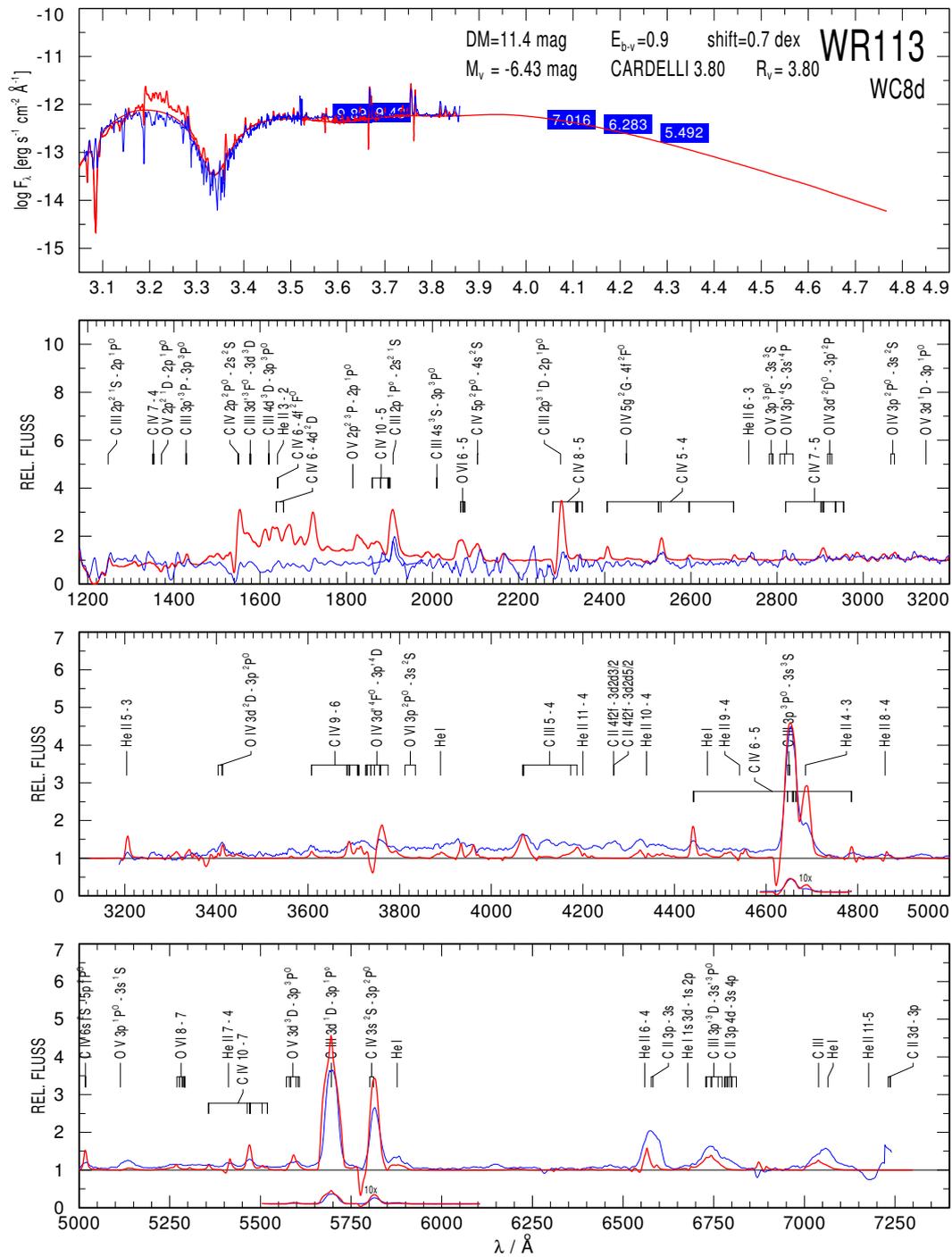
JOB NO. 13



07-09

MODEL START 01/25/05 10:14:40 50119/dex1.2/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/07-09

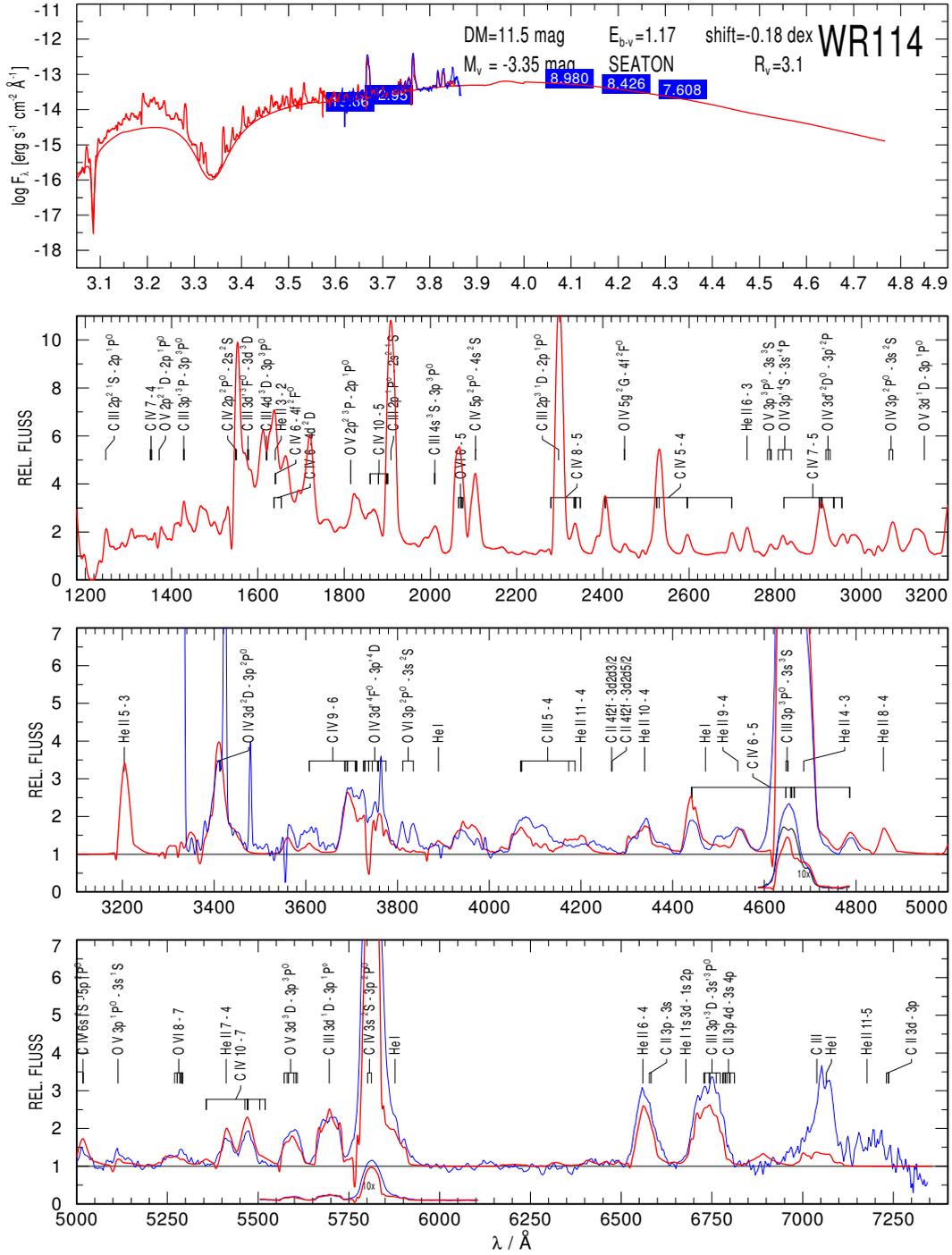
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 10/18/04 09:36:13 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/11-16

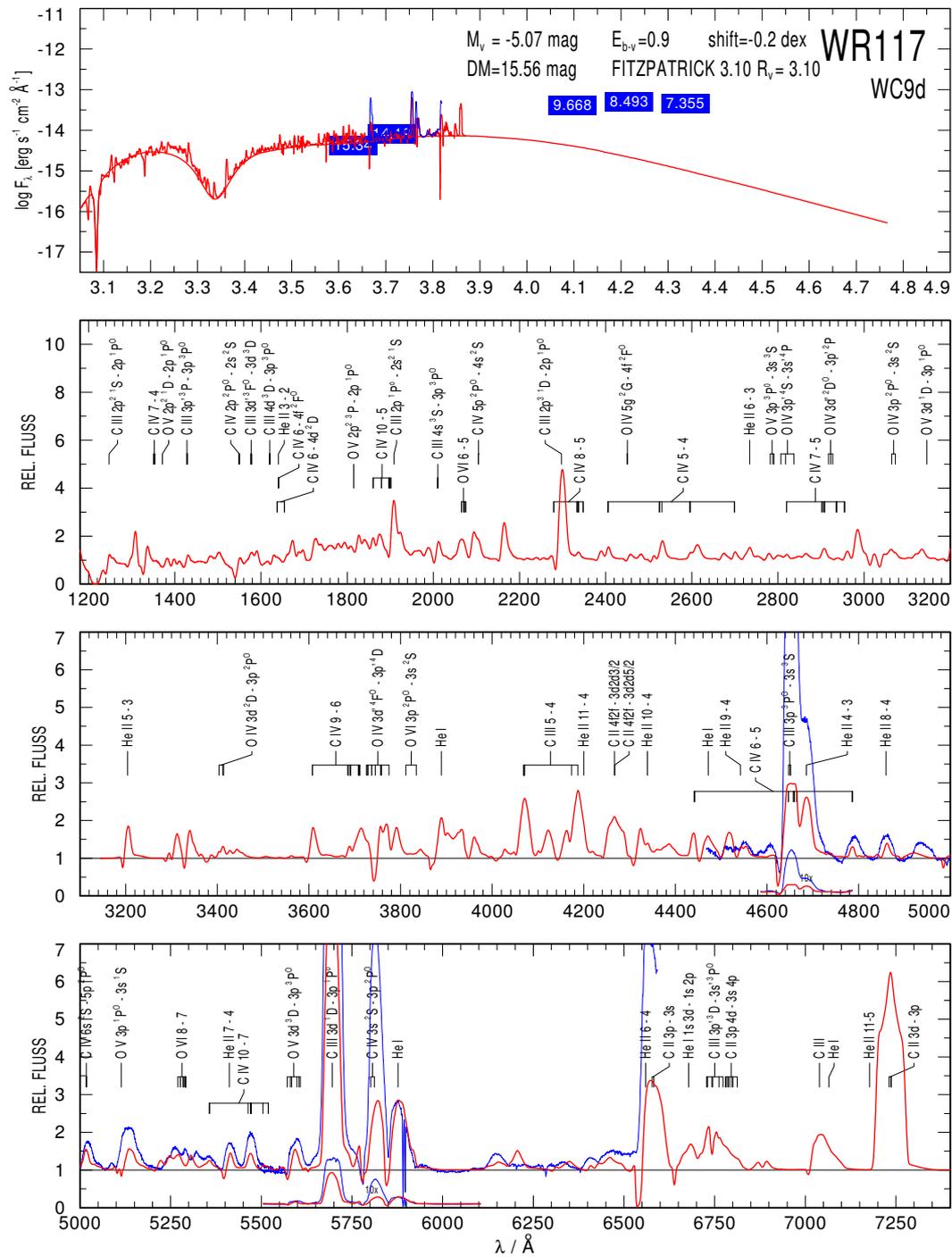
JOB NO. 13



06-13goetz

MODEL START 08/08/10 02:28:54 44668/dex0.8/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/06-13

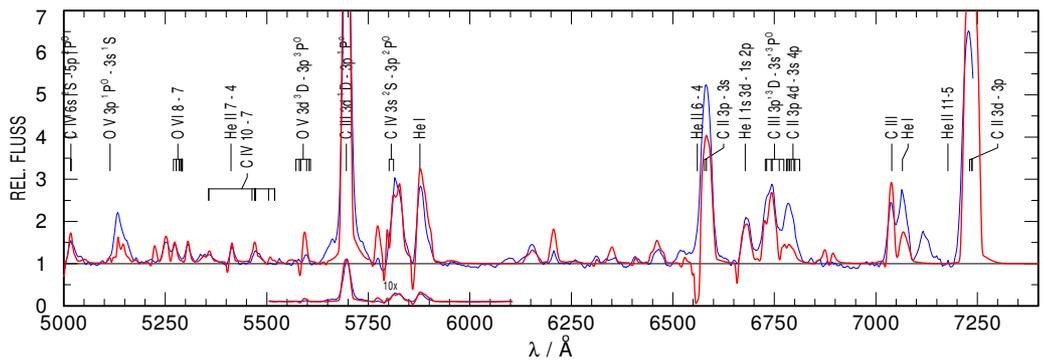
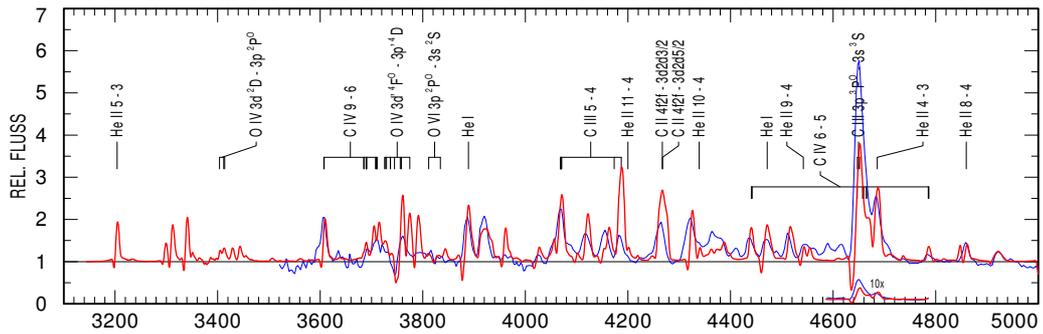
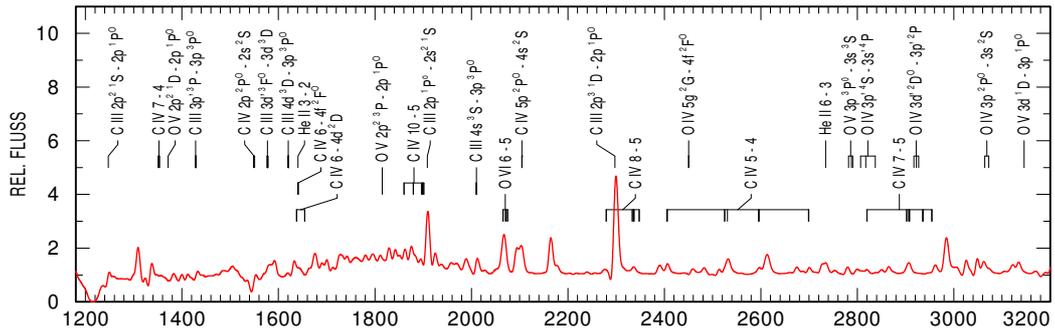
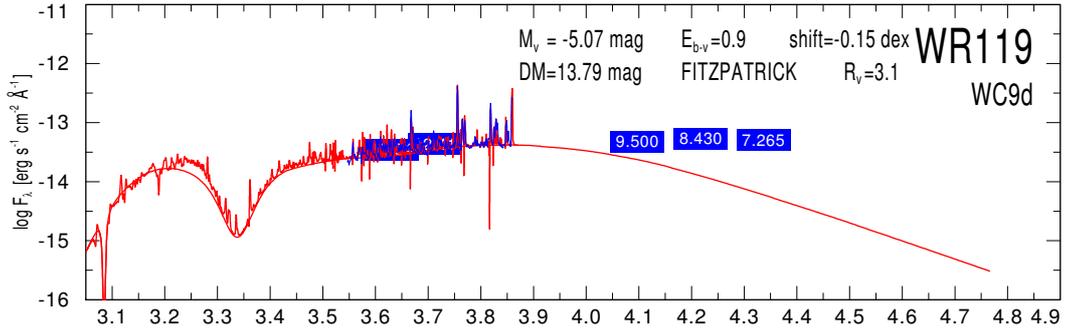
JOB NO. 17



06-13goetz

MODEL START 08/09/10 17:11:10 44668/dex0.8/1000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/06-13

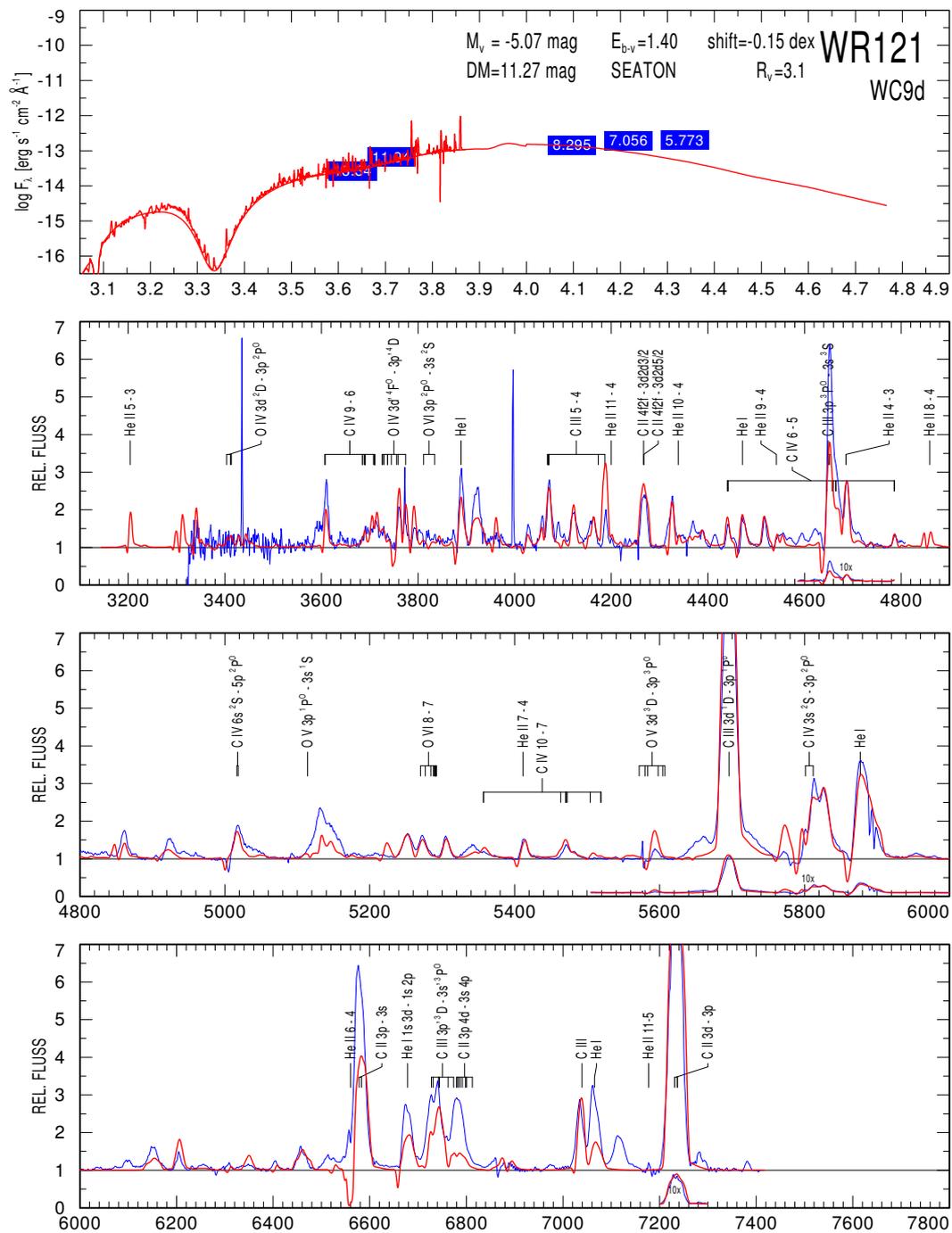
JOB NO. 18



06-13goetz

MODEL START 08/09/10 17:11:10 44668/dex0.8/1000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/06-13

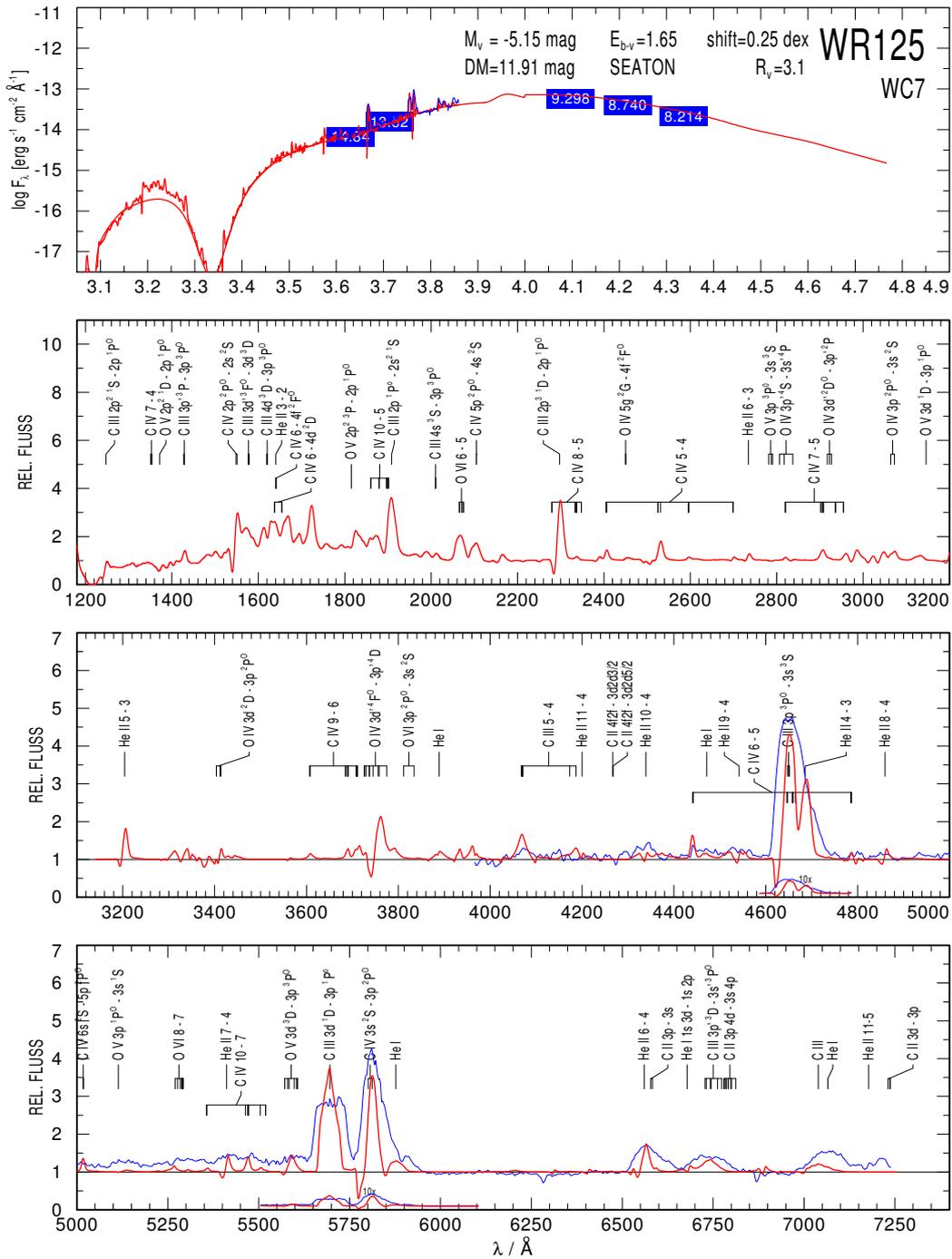
JOB NO. 18



07-10

MODEL START 04/20/10 19:21:17 50119/dex1.1/2000 L=5.3 C.2 O.05 D10 Fe1.6E-3 WCGrid-C 07-10

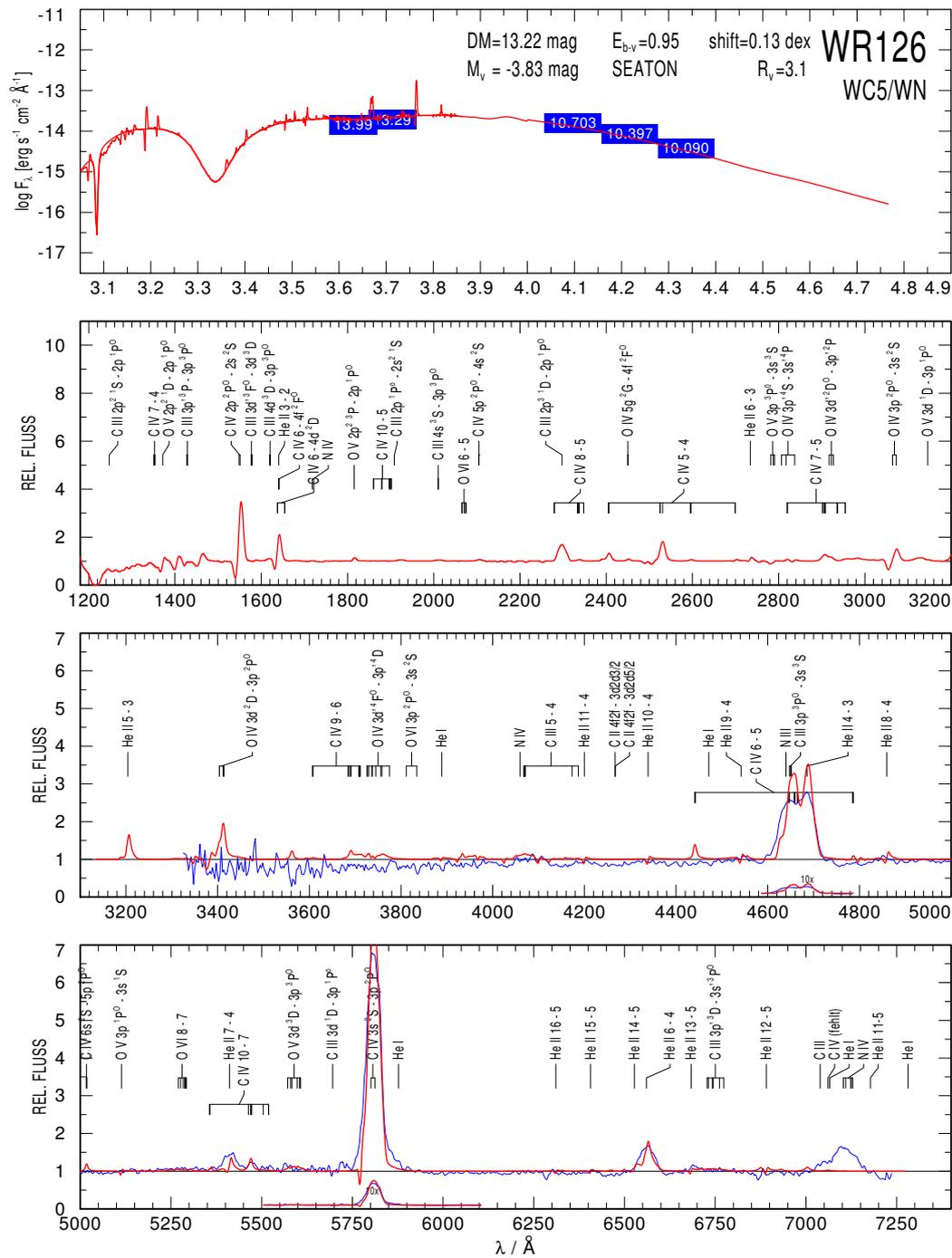
JOB NO. 13



09-09

MODEL START 05/05/10 17:48:49 63096/dex1.2/2000 L=5.3 C.2 O.05 D10 Fe1.6E-3 WCGrid-C 09-09

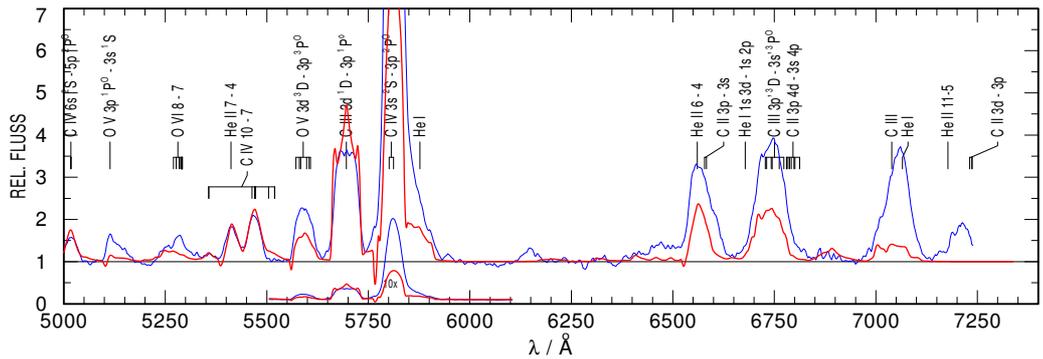
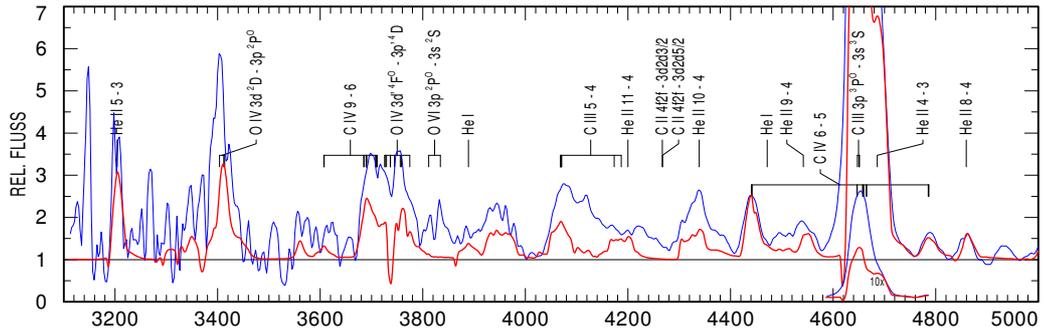
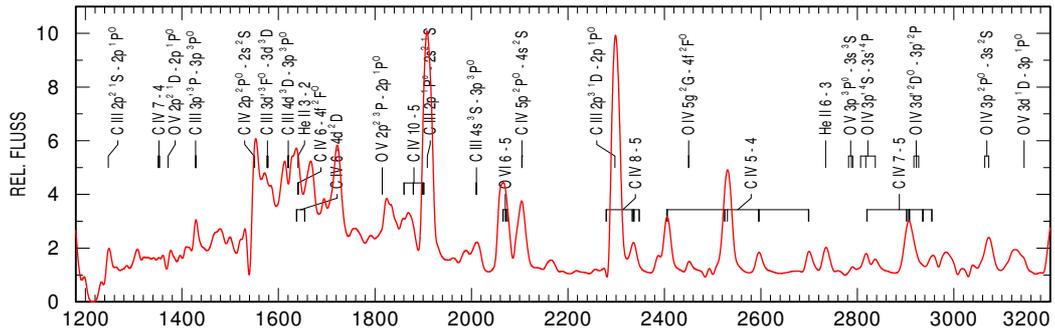
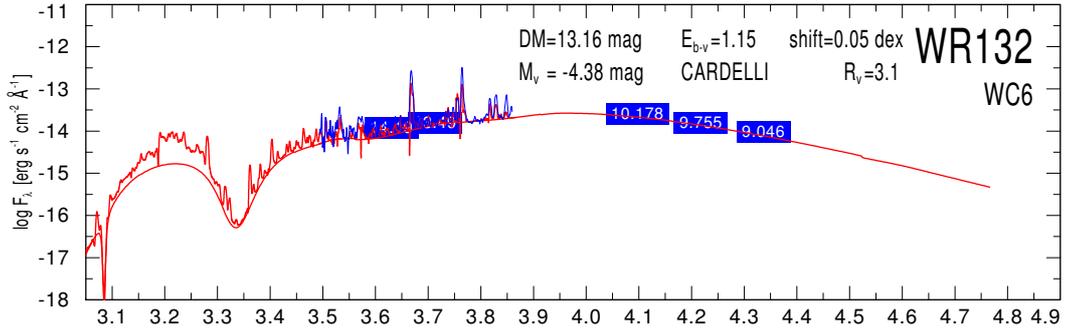
JOB NO. 13



10-15

MODEL START 10/25/04 15:11:42 70795/dex0.6/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/10-15

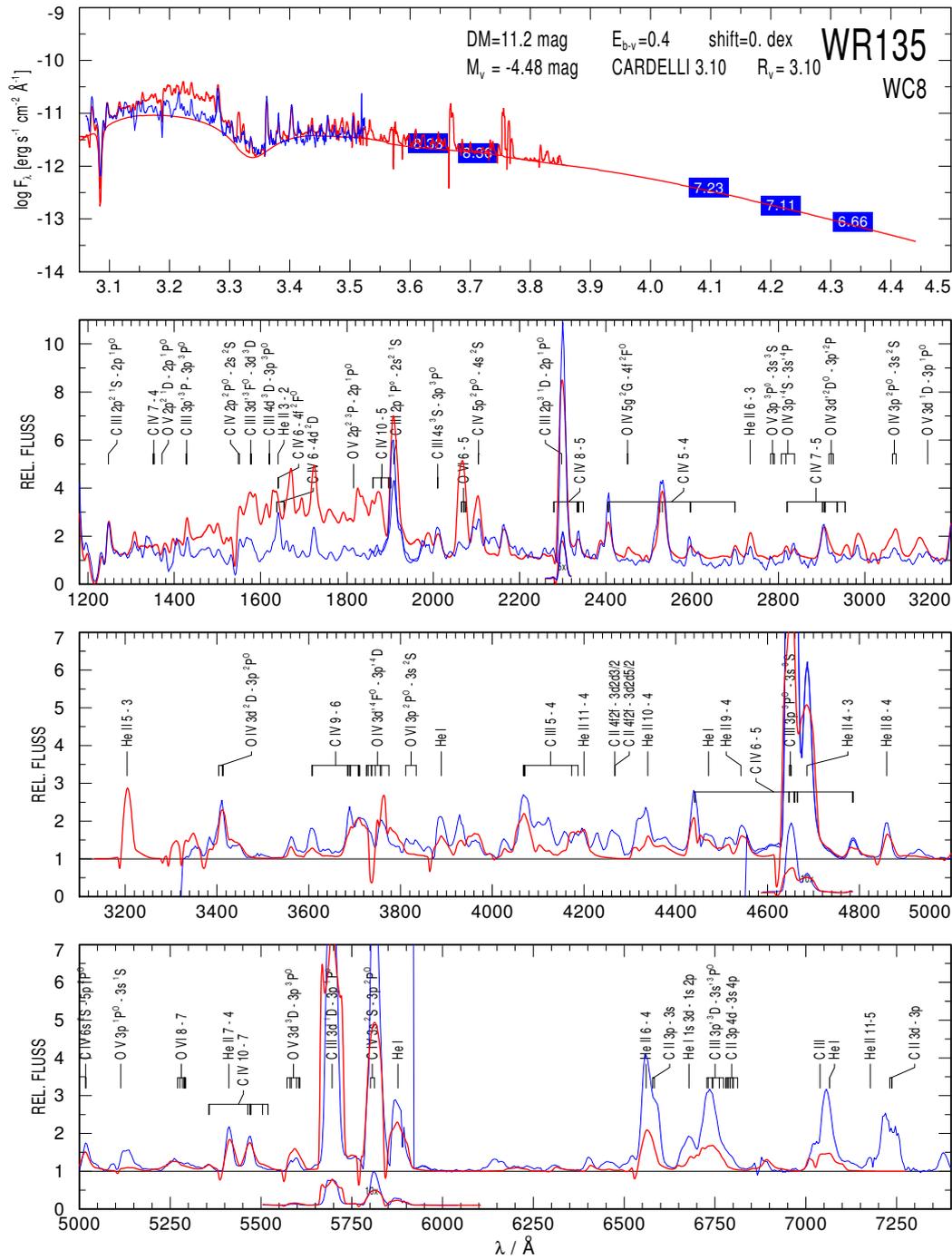
JOB NO. 13



09-15

MODEL START 04/30/10 11:57:40 63096/dex0.6/2000 L=5.3 C.2 O.05 D10 Fe1.6E-3 WGrid-C 09-15

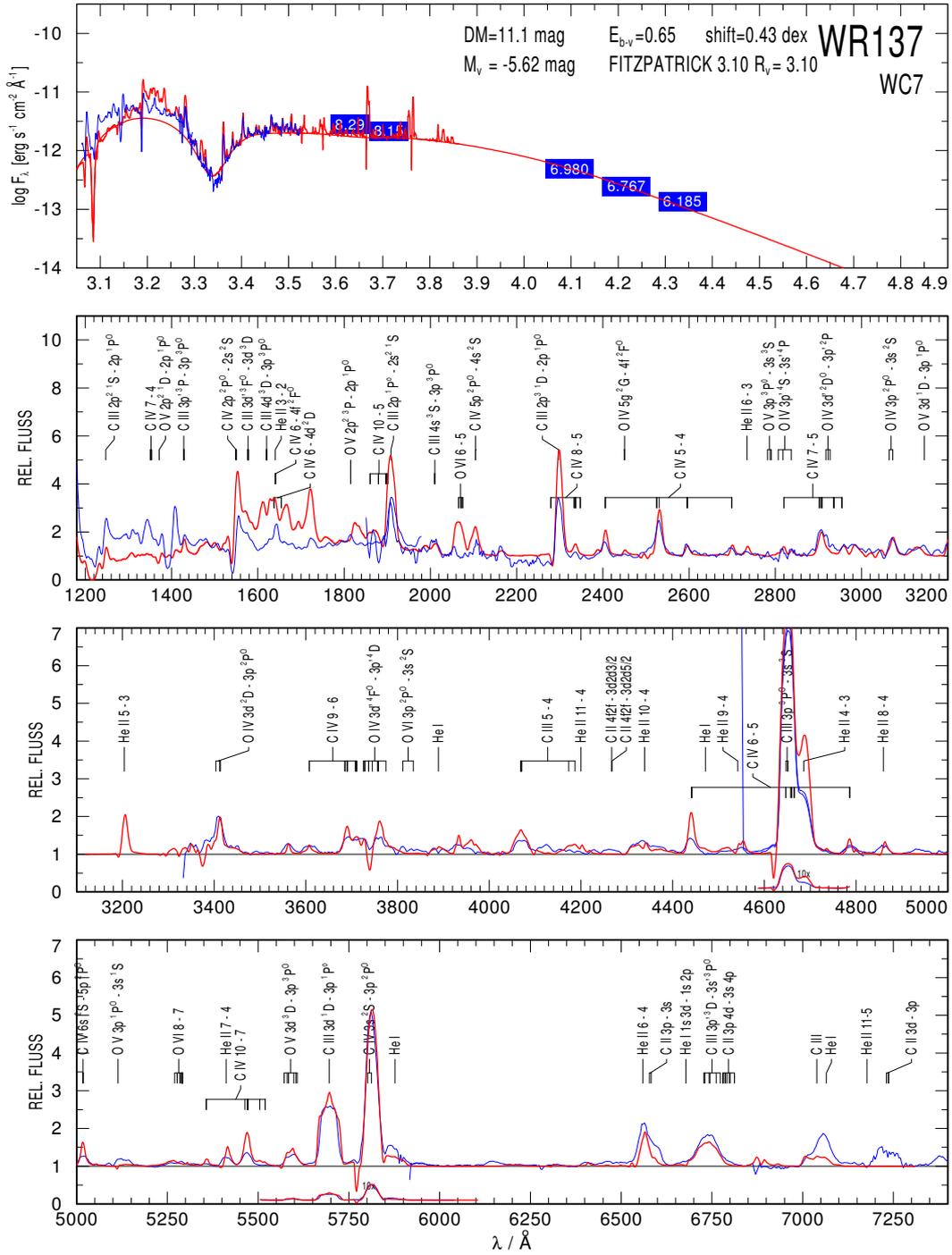
JOB NO. 13

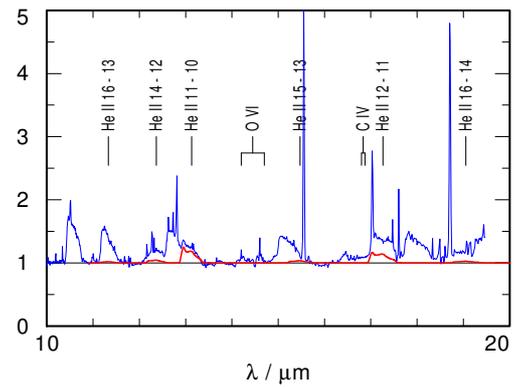
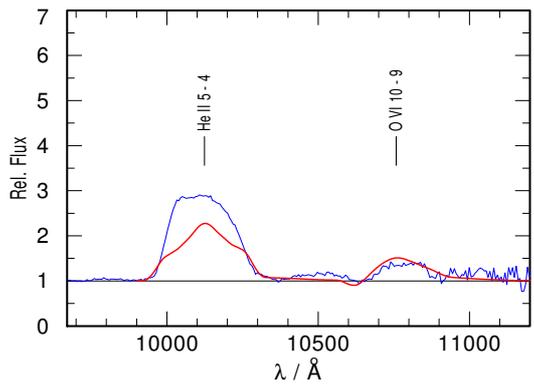
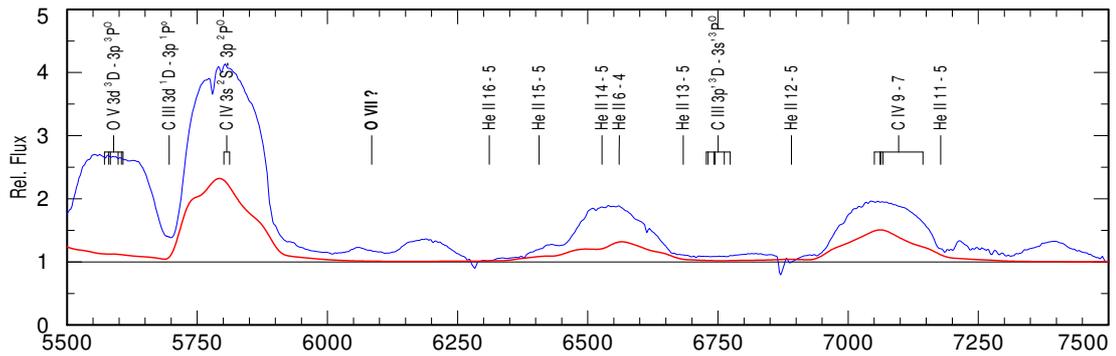
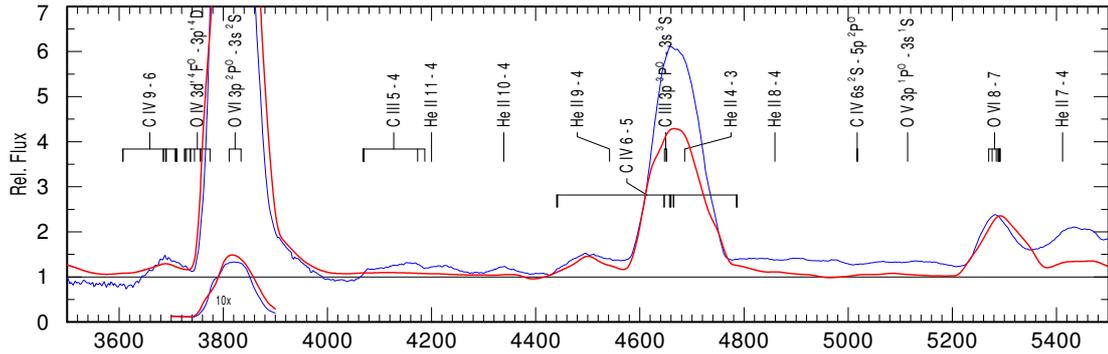
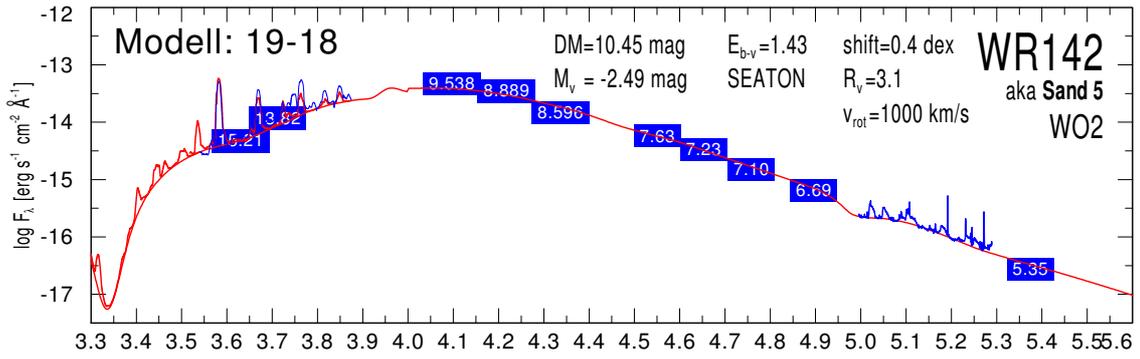


08-11

MODEL START 11/24/04 11:01:30 56234/dex1.0/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/08-11

JOB NO. 13

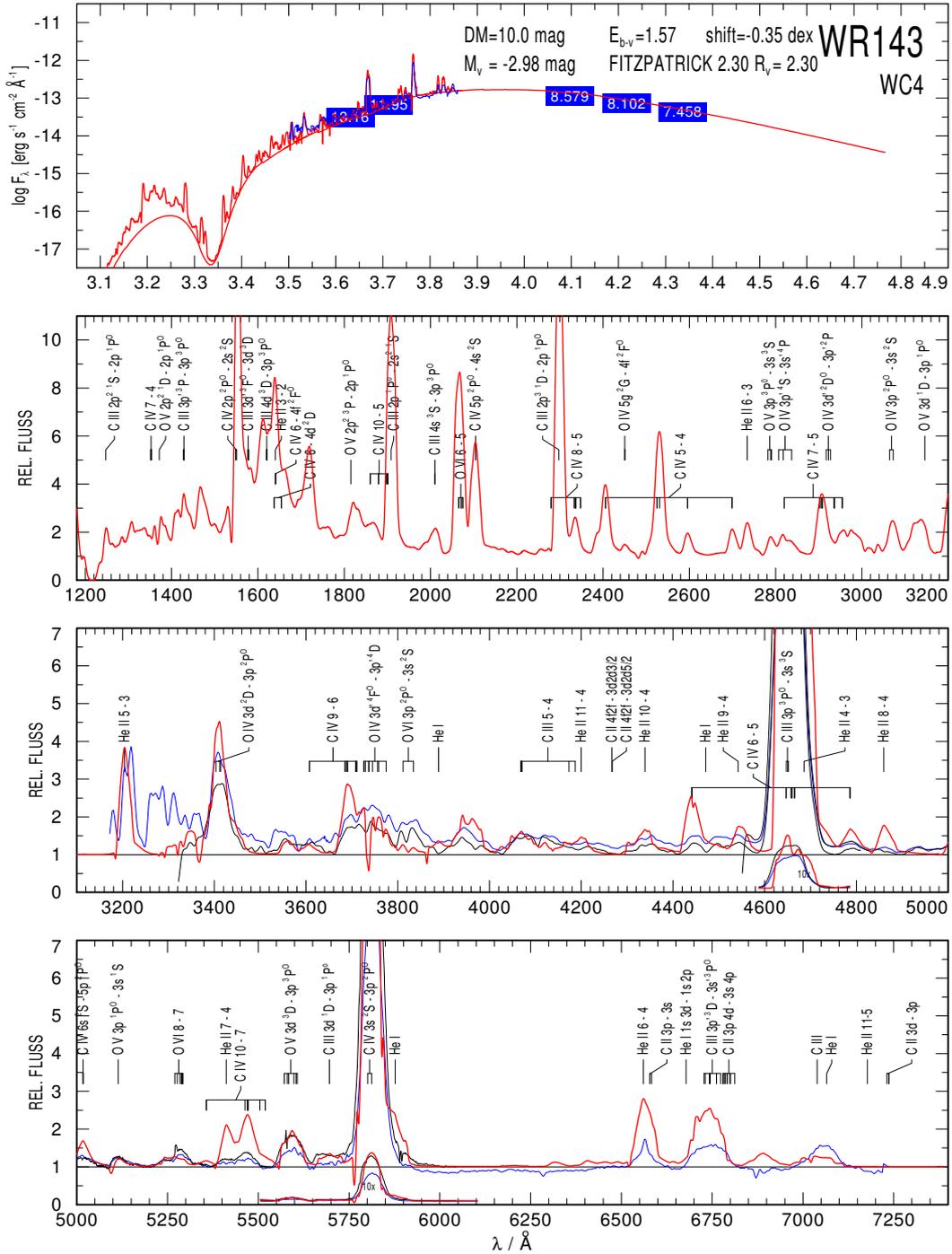




13-18

MODEL START 08/09/04 11:36:12 100000/dex0.3/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/13-18

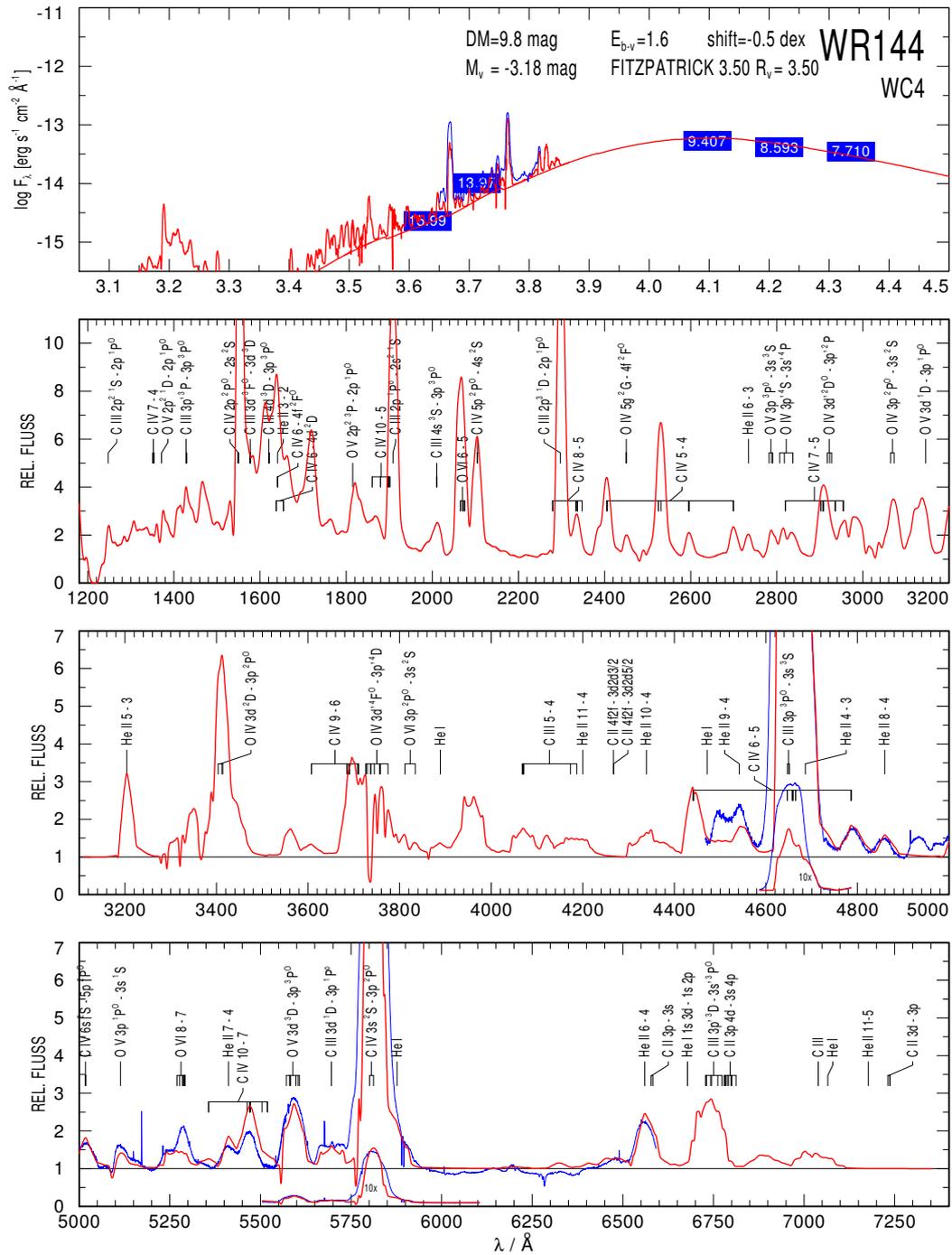
JOB NO. 13



14-19_C50_O15

MODEL START 05/10/10 21:09:39 112202/dex0.2/2000 L=5.3 C.5 O.15 D10 Fe1.6E-3 WCGrid* 14-19

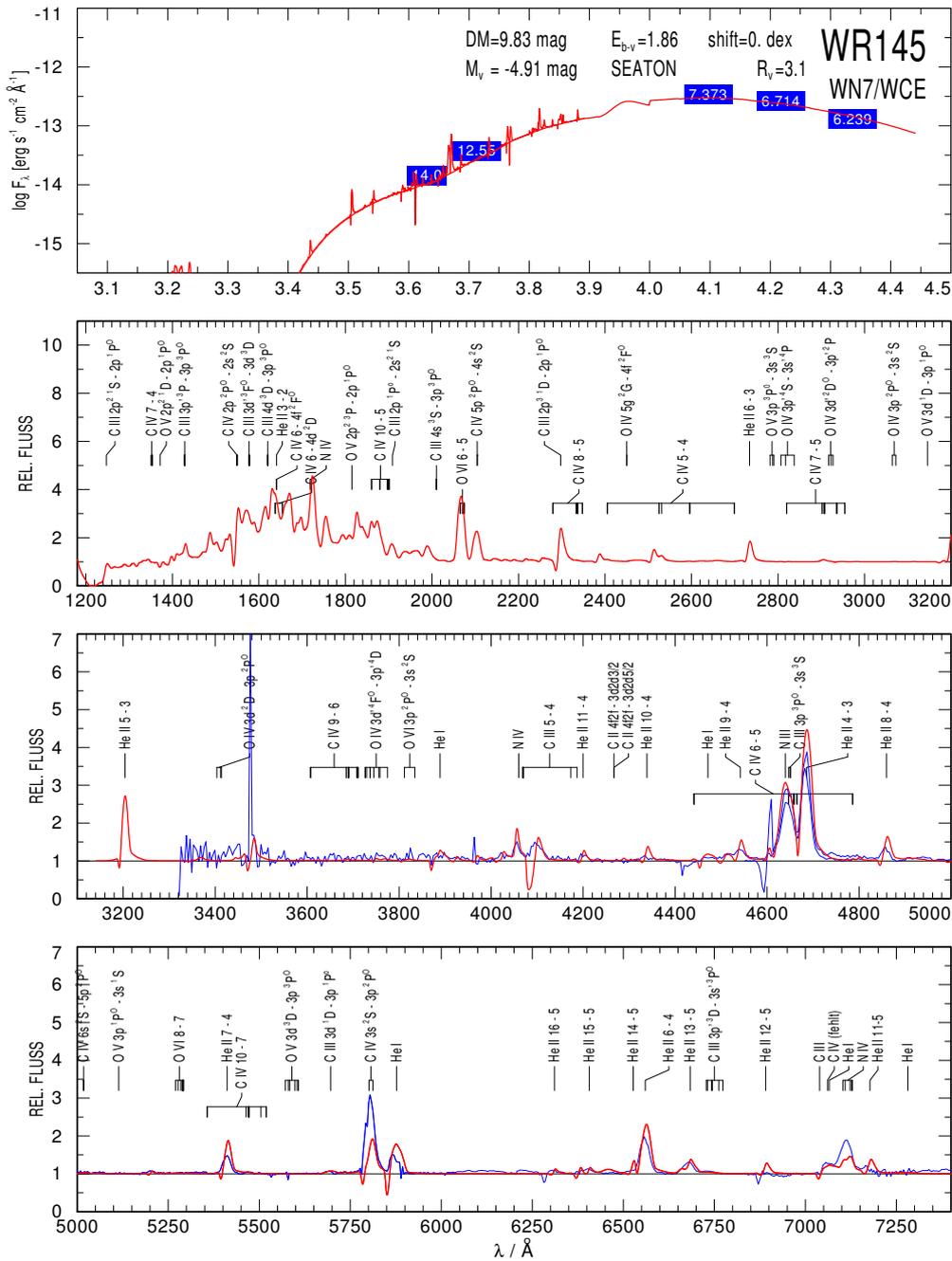
JOB NO. 13



07-12

MODEL START 03/23/10 14:27:42 50119/0.9D/1600 L=5.3 N=1.5% C=0.5% Fe=1.4E-3 D4 WNx/WCE+C 07-12

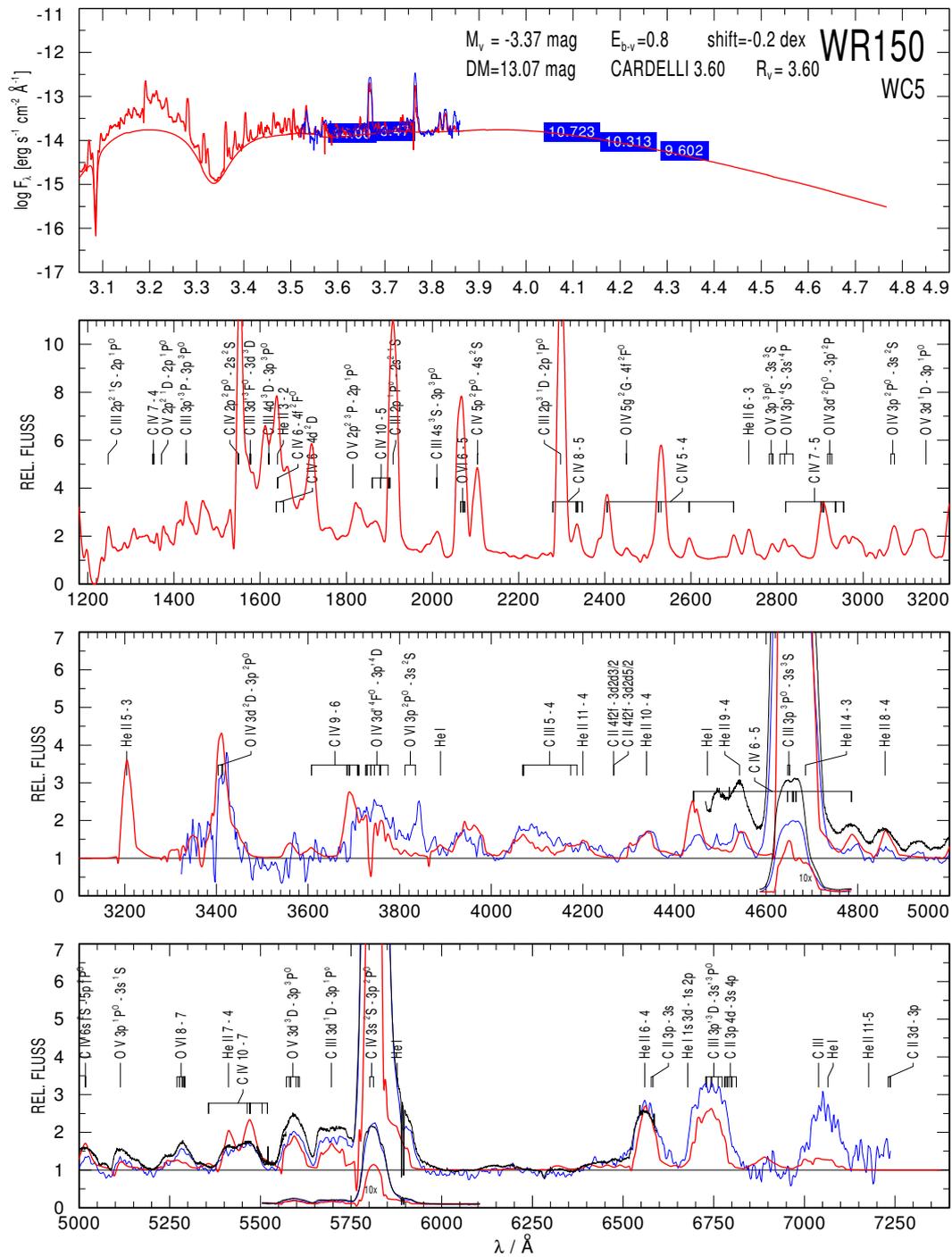
JOB NO. 13



12-17

MODEL START 05/25/04 14:27:24 89125/dex0.4/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/12-17

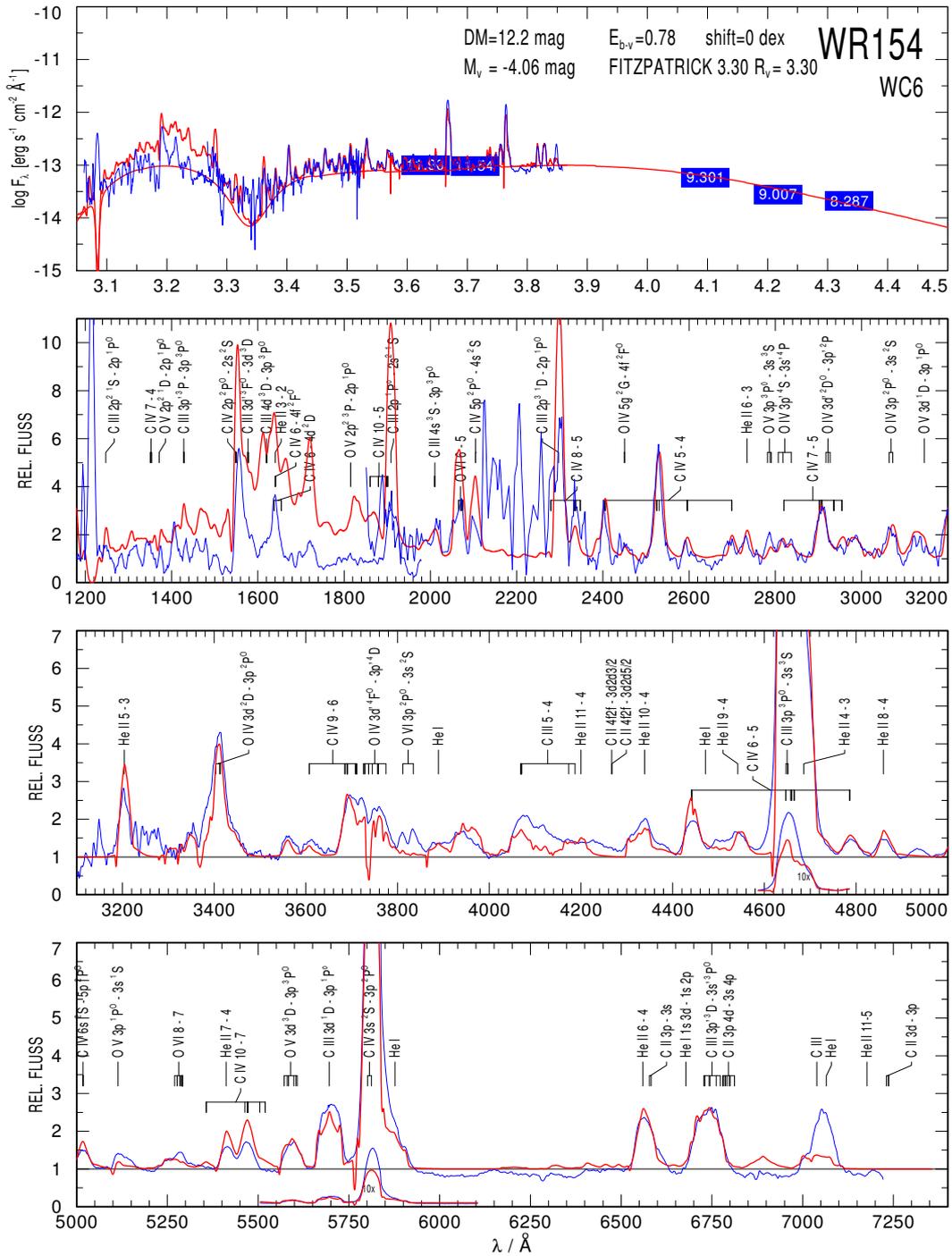
JOB NO. 13



11-16

MODEL START 10/18/04 09:36:13 79433/dex0.5/2000 L=5.3 C.4 O.05 D10 Fe1.6E-3 wgrid4/11-16

JOB NO. 13



Tabellenverzeichnis

1.1	Klassifikationsschema von Crowther et al. (1998)	13
1.2	Klassifikationsschema von van der Hucht (2001)	14
3.1	Physikalische Parameter in den PoWR-Modellen	30
3.2	Levelübersicht der Modellatome in den Modellgittern	34
3.3	Schematische Übersicht über die PoWR-Rechenabläufe	35
4.1	Entfernungsmodule für verschiedene Sternassoziationen	46
4.2	Galaktische WC-Doppelsterne und Kandidaten	50
4.3	Verwendete Modellgitter für die WC-Sternanalyse	52
4.4	Mittlere absolute Helligkeiten der WC-Subtypen	53
4.5	Subtypstatistik	54
4.6	Modellstatistik	54
4.7	Parameter von galaktischen WC-Einzelsternen	61
4.8	Parameter von galaktischen WC9-Sternen	81
4.9	Galaktische WR-Sterne, die als WN/WC eingestuft sind	86
4.10	Parameter von galaktischen WO-Sternen	87
5.1	Entwicklungsszenarien nach Massey (2003)	92
5.2	Vermutete Einzelsternentwicklung basierend auf den WN- und WC-Analysen	107

Abbildungsverzeichnis

1.1	Vergleich der optischen Spektren von WN- und WC-Stern	7
1.2	Optisches Spektrum von WR 142 (WO 2)	10
1.3	Klassifikationslinien im einem WC-Spektrum an zwei Beispielen	13
2.1	Koordinatensystem für einen Beobachter in z -Richtung	16
3.1	Geschwindigkeitsverläufe mit Beta- und 2-Beta-Gesetzen	28
4.1	Konturlinien für C III 5696 Å	40
4.2	Konturlinien für C IV 5808 Å	40
4.3	Konturlinien für He I 5876 Å	41
4.4	Konturlinien für O V 5590 Å	41
4.5	Konturlinien für He II 5412 Å	42
4.6	Konturlinien für C IV 5470 Å	42
4.7	Konturlinien für das WC-Klassifikationsschema von Crowther	43
4.8	Diagnostisches Linienpaar bei unterschiedlichen Elementhäufigkeiten	44
4.9	Helligkeitskalibration für WC-Subtypen	53
4.10	Fitverteilung in der R_t - T_* -Ebene	55
4.11	Fitverteilung in der R_t - T_* -Ebene ohne Doppelsterne	56
4.12	Gitteranalysen von Hamann et al. (2003) und Barniske (2008)	58
4.13	Vergleich der Ergebnisse mit denen von Koesterke & Hamann (1995)	59
4.14	WC-Sternmassen nach verschiedenen Masse-Leuchtkraft-Relationen	62
4.15	Berechnete Massenverluste der WC-Sterne, sortiert nach Subtyp	63
4.16	\dot{M} - L -Plot: Fitresultate im Vergleich mit Nugis & Lamers (2000)	65
4.17	Optisches Spektrum des WC 9-Sterns WR 92	80
4.18	Optisches Spektrum des WC 8-Sterns WR 57	82
4.19	Optisches Spektrum des WC 7-Sterns WR 68	82
4.20	Optisches Spektrum des WC 6-Sterns WR 13	83
4.21	Optisches Spektrum des WC 5-Sterns WR 111	83
4.22	Optisches Spektrum des WC 4-Sterns WR 52	84
4.23	Optisches Spektrum des WO 2-Sterns WR 142	87
5.1	HRD mit den aus den Modellfits ermittelten WC-Sternpositionen	95
5.2	HRD mit WC- und WN-Sternpositionen	96
5.3	HRD Entwicklungswegen von Schaller et al. (1992)	98
5.4	HRD mit Entwicklungswegen von Meynet & Maeder (2003) ohne Rotation	99
5.5	HRD mit Entwicklungswegen von Meynet & Maeder (2003) mit Rotation	100
5.6	Entwicklungswege von Meynet & Maeder (2003) im R_t - T_* -Diagramm	102
5.7	Massenverlustannahmen im Vergleich für 25 und 40 M_\odot	103
5.8	Vergleich der WN-Resultate mit verschiedenen Modellvorhersagen	104

Literaturverzeichnis

- Arnal, E. M. 1992, *A&A*, 254, 305
- Arnal, E. M. 2008, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, Vol. 33, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 140–141
- Barniske, A. 2008, PhD thesis, Universität Potsdam
- Barniske, A., Hamann, W., & Gräfener, G. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 353, *Stellar Evolution at Low Metallicity: Mass Loss, Explosions, Cosmology*, ed. H. J. G. L. M. Lamers, N. Langer, T. Nugis, & K. Annuk, 243
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Carraro, G. & Costa, E. 2009, *A&A*, 493, 71
- Cherepashchuk, A. M. & Karetnikov, V. G. 2003, *Astronomy Reports*, 47, 38
- Cichowolski, S. & Arnal, E. M. 2004, *A&A*, 414, 203
- Conti, P. S. 1979, in *IAU Symposium*, Vol. 83, *Mass Loss and Evolution of O-Type Stars*, ed. P. S. Conti & C. W. H. De Loore, 431–443
- Conti, P. S. & Vacca, W. D. 1990, *AJ*, 100, 431
- Crowther, P. A., De Marco, O., & Barlow, M. J. 1998, *MNRAS*, 296, 367
- Crowther, P. A., Dessart, L., Hillier, D. J., Abbott, J. B., & Fullerton, A. W. 2002, *A&A*, 392, 653
- de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., & van der Hucht, K. A. 1988, *A&AS*, 72, 259
- Dessart, L., Crowther, P. A., Hillier, D. J., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 407
- Dopita, M. A., McGregor, P. J., Rawlings, S. J., & Lozinskaia, T. A. 1990, *ApJ*, 351, 563
- Drew, J. E., Barlow, M. J., Unruh, Y. C., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 206
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63
- Forbes, D. 2000, *AJ*, 120, 2594
- Garmany, C. D. & Stencel, R. E. 1992, *A&AS*, 94, 211
- Gräfener, G., Hamann, W., Hillier, D. J., & Koesterke, L. 1998, *A&A*, 329, 190
- Gräfener, G., Koesterke, L., & Hamann, W. 2002, *A&A*, 387, 244

- Gräfener, G. 1999, PhD thesis, Universität Potsdam
- Gräfener, G. & Hamann, W. 2005, *A&A*, 432, 633
- Hamann, W. & Gräfener, G. 2003, *A&A*, 410, 993
- Hamann, W., Gräfener, G., & Koesterke, L. 2003, in *IAU Symposium, Vol. 212, A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova*, ed. K. van der Hucht, A. Herrero, & C. Esteban, 198
- Hamann, W., Gräfener, G., & Liermann, A. 2006, *A&A*, 457, 1015
- Hamann, W. & Koesterke, L. 1998, *A&A*, 335, 1003
- Hamann, W., Oskinova, L. M., & Feldmeier, A. 2008, in *Clumping in Hot-Star Winds*, ed. W.-R. Hamann, A. Feldmeier, & L. M. Oskinova, 75
- Hamann, W. & Schmutz, W. 1987, *A&A*, 174, 173
- Hillenbrand, L. A., Massey, P., Strom, S. E., & Merrill, K. M. 1993, *AJ*, 106, 1906
- Ignace, R., Cassinelli, J. P., Tracy, G., Churchwell, E., & Lamers, H. J. G. L. M. 2007, *ApJ*, 669, 600
- Jeffries, R. D., Naylor, T., Walter, F. M., Pozzo, M. P., & Devey, C. R. 2009, *MNRAS*, 393, 538
- Koesterke, L. & Hamann, W. 1995, *A&A*, 299, 503
- Koesterke, L., Hamann, W., & Gräfener, G. 2002, *A&A*, 384, 562
- Koesterke, L., Hamann, W., & Kosmol, P. 1992, *A&A*, 255, 490
- Langer, N. 1989a, *A&A*, 220, 135
- Langer, N. 1989b, *A&A*, 210, 93
- Langer, N., Hamann, W., Lennon, M., et al. 1994, *A&A*, 290, 819
- Linder, N., Rauw, G., Manfroid, J., et al. 2009, *A&A*, 495, 231
- Lortet, M., Georgelin, Y. P., & Georgelin, Y. M. 1987, *A&A*, 180, 65
- Lundström, I. & Stenholm, B. 1984, *A&AS*, 58, 163
- Maeder, A. 1982, *A&A*, 105, 149
- Martín, M. C., Cappa, C. E., & Testori, J. C. 2007, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 43, 243
- Massey, P. 2003, *ARA&A*, 41, 15
- Massey, P. & Johnson, J. 1993, *AJ*, 105, 980
- Meynet, G. & Maeder, A. 2003, *A&A*, 404, 975

- Miller, G. J. & Chu, Y. 1993, *ApJS*, 85, 137
- Moffat, A. F. J., Fitzgerald, M. P., & Jackson, P. D. 1977, *ApJ*, 215, 106
- Muntean, V., Moffat, A. F. J., Chené, A. N., & de La Chevrotière, A. 2009, *MNRAS*, 399, 1977
- Nazé, Y., Rauw, G., & Manfroid, J. 2008, *A&A*, 483, 171
- Nugis, T. & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, *A&A*, 360, 227
- Oliveira, A. S., Steiner, J. E., & Cieslinski, D. 2003, *MNRAS*, 346, 963
- Oskinova, L. M. & Hamann, W. 2008, *MNRAS*, 390, L78
- Oskinova, L. M., Hamann, W., Feldmeier, A., Ignace, R., & Chu, Y. 2009, *ApJ*, 693, L44
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
- Pourbaix, D., Tokovinin, A. A., Batten, A. H., et al. 2004, *A&A*, 424, 727
- Radoslavova, T. 1989, *Astronomische Nachrichten*, 310, 223
- Reed, B. C. 2003, *AJ*, 125, 2531
- Savage, B. D. 1975, *ApJ*, 199, 92
- Schaerer, D. & Maeder, A. 1992, *A&A*, 263, 129
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269
- Schmutz, W., Hamann, W., & Wessolowski, U. 1989, *A&A*, 210, 236
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- Shorlin, S. L., Turner, D. G., & Pedreros, M. H. 2004, *PASP*, 116, 170
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Smith, L. F. 1968, *MNRAS*, 140, 409
- Smith, L. F., Shara, M. M., & Moffat, A. F. J. 1990, *ApJ*, 358, 229
- Smith, N. 2008, in *IAU Symposium*, Vol. 250, *IAU Symposium*, ed. F. Bresolin, P. A. Crowther, & J. Puls, 193–200
- Smith, N., Li, W., Filippenko, A. V., & Chornock, R. 2010, *ArXiv e-prints*
- Sung, H., Bessell, M. S., & Lee, S. 1998, *AJ*, 115, 734
- Torres, A. V., Conti, P. S., & Massey, P. 1986, *ApJ*, 300, 379
- Torres, A. V. & Massey, P. 1987, *ApJS*, 65, 459
- Turatto, M. 2003, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 598, *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, ed. K. Weiler, 21–36

- Turner, D. G. & Burke, J. F. 2002, *AJ*, 124, 2931
- van der Hucht, K. A. 2001, *New Astronomy Review*, 45, 135
- van Genderen, A. M., Verheijen, M. A. W., van der Hucht, K. A., et al. 1991, in *IAU Symposium, Vol. 143, Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, ed. K. A. van der Hucht & B. Hidayat, 129
- Vanbeveren, D., De Donder, E., van Bever, J., van Rensbergen, W., & De Loore, C. 1998a, *New Astronomy*, 3, 443
- Vanbeveren, D., De Loore, C., & Van Rensbergen, W. 1998b, *A&A Rev.*, 9, 63
- Vanbeveren, D., Van Bever, J., & Belkus, H. 2007, *ApJ*, 662, L107
- Varricatt, W. P. & Ashok, N. M. 2006, *MNRAS*, 365, 127
- Vázquez, R. A., Baume, G. L., Feinstein, C., Nuñez, J. A., & Vergne, M. M. 2005a, *A&A*, 430, 471
- Vázquez, R. A., Baume, G. L., Feinstein, C., Nuñez, J. A., & Vergne, M. M. 2005b, *A&A*, 430, 471
- Williams, P. M. 2008, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Vol. 33, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 71–76
- Williams, P. M., Kidger, M. R., van der Hucht, K. A., et al. 2001, *MNRAS*, 324, 156
- Williams, P. M., Rauw, G., & van der Hucht, K. A. 2009, *MNRAS*, 395, 2221
- Williams, P. M., van der Hucht, K. A., & Rauw, G. 2005, in *Massive Stars and High-Energy Emission in OB Associations*, ed. G. Rauw, Y. Nazé, & R. Blomme Gosset, E., 65–68
- Wolk, S. J., Comerón, F., & Bourke, T. 2008, *The Ara OB 1a Association (Reipurth, B.)*, 388

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel „Die galaktischen Wolf-Rayet-Sterne der Kohlenstoffsequenz“ selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Potsdam, den 24. November 2010

Andreas Sander