INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Kerstin Weis
aus Bensheim
Tag der mündlichen Prüfung: 1.12.1999

Die Morphologie und Kinematik von Nebeln um Leuchtkräftige Blaue Veränderliche

Gutachter : Prof. Dr. Wolfgang J. Duschl
Prof. Dr. Bernhard Wolf

Dissertation
submitted to the
Combined Faculties for the Natural Sciences and for Mathematics
of the Rupertus Carola University of
Heidelberg, Germany
for the degree of
Doctor of Natural Sciences

The Morphology and Kinematics of Nebulae around Luminous Blue Variables

presented by

Diplom-Physicist	Kerstin Weis
born in	Bensheim

Heidelberg, 1.12.1999

Referees : **Prof. Dr. Wolfgang J. Duschl**
Prof. Dr. Bernhard Wolf

THE DREAM IS ALIVE

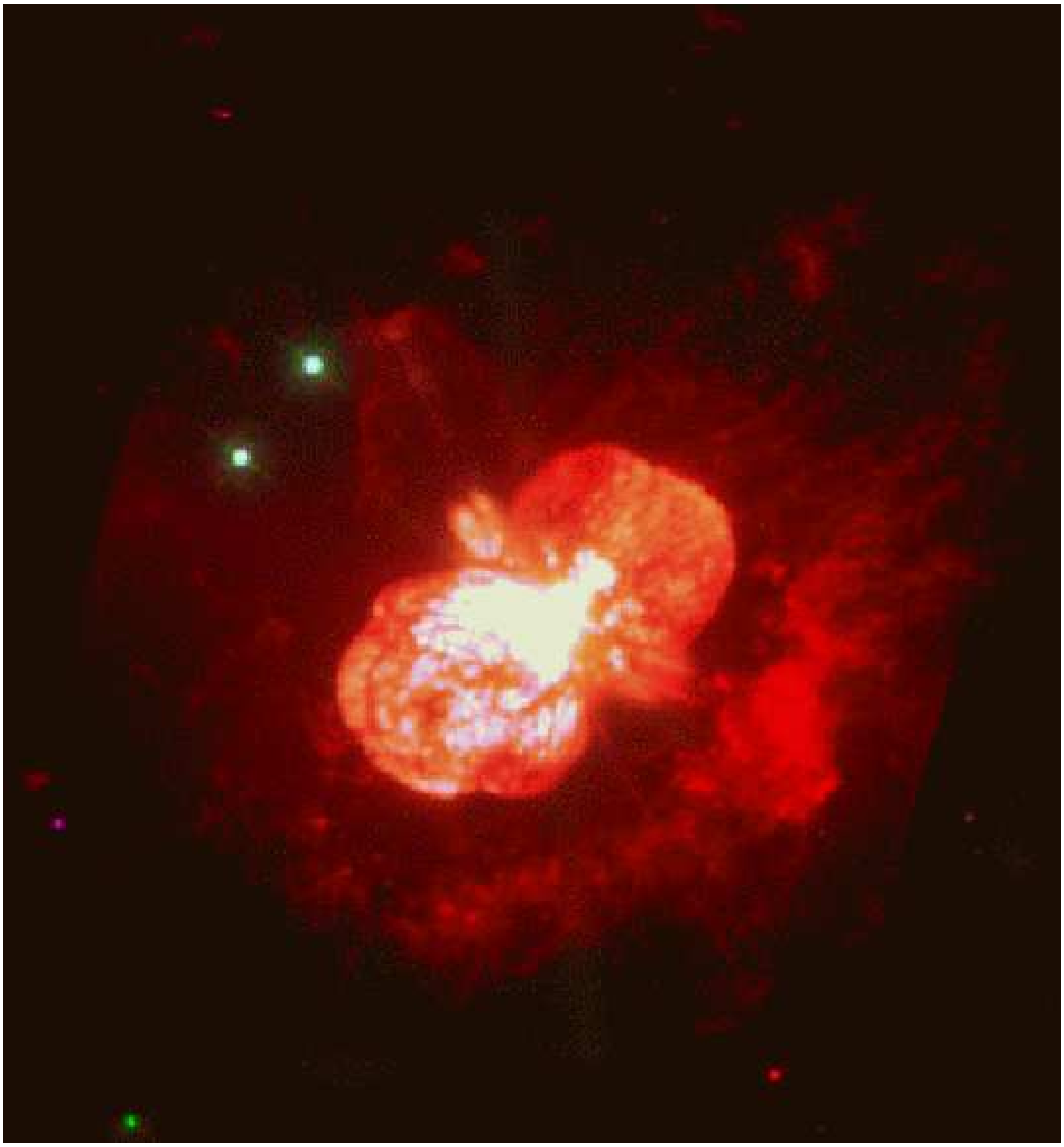


Abbildung 1: RGB-Farbbild des Stern η Carinae und seines Nebels, des *Homunkulus*, zusammengesetzt aus Aufnahmen des Hubble Space Telescopes.

Zusammenfassung

Im Laufe ihrer Entwicklung passieren die massereichsten Sterne ($>50\,\mathrm{M}_\odot$) eine instabile Phase mit sehr starkem Massenverlust ($\sim 10^{-3}\mathrm{M}_\odot\mathrm{a}^{-1}$). Sterne in dieser Phase nennt man *Leuchtkräftige Blaue Veränderliche* (LBVs), sie bilden durch den starke Massenverlust LBV-Nebel aus. In dieser Arbeit wurden LBV-Nebel untersucht und es wurde gezeigt, daß deren Bipolarität eine wesentlich globaler Eigenschaft ist, als bisher angenommen. Während zunächst nur von η Car bekannt war, daß er einen bipolaren Nebel besitzt, zeigen die kinematischen und mophologischen Untersuchungen, daß mehrere andere LBVs Nebel mit bipolare Komponenten besitzt. Das Expansionsverhalten bei WRA 751 weist darauf hin, daß dieser Nebel älter ist. Es wird eine Entwicklunssequenz für LBV-Nebel vorgeschlagen, in der η Carinae den jüngsten und WRA 751 den ältesten, am weitesten entwickelten Nebel darstellt. Beim Nebel um η Car zeigen die hier vorgestellten Untersuchungen, daß nicht nur der innere Homunkulus-Nebel bipolar ist, sondern auch der filamentäre Nebel im Außenbereich, der aus einer Ansammlung sehr vieler Knoten besteht. Die unterschiedliche optische und Röntgenmophologie des Nebels um η Car wird erstmals erklärt, und zwar dadurch, daß schnelle Knoten Stoßfronten erzeugen, die im Röntgenbereich emittieren. Auch wurde erstmal ein LBV-Nebel gefunden, der offensichtlich einen großskaligen Ausfluß besitzt, nämlich um den LMC-Stern S119.

Abstract

During their evolution the most massive stars ($>50\,\mathrm{M}_\odot$) enter an unstable phase and with a strong mass loss ($\sim 10^{-3}\mathrm{M}_\odot\mathrm{yr}^{-1}$). Stars in this phase are called *Luminous Blue Variables* (LBVs). The strong mass loss leads to the formation of nebulae around LBVs. In this thesis the analysis of several LBV nebulae reveals that bipolarity in LBV nebulae seems to be a common feature rather then being present only in the nebula around η Car. Kinematic and mophologic studies show that several other nebulae around LBVs show bipolar components. The expansion velocity of the nebula around WRA 751 indicates that it is older. I propose that LBV nebulae evolve along an evolutionary sequence, in which the nebula around η Car represents the youngest member, the nebula around WRA 751 is an older, more evolved object. Additional analyses of the outer nebula around η Car show that not only the inner Homunculus nebula is bipolar, but also the outer filamentary part of the nebula, which consists of a large amount of knots. A comparison of the X-ray emission of the nebula around η Car shows a quite different morphology from the optical appearance. Using the kinematic information it was shown that the X-ray emission originates from faster knots which produce shock fronts and emit in the X-ray band. Finally, for the first time a LBV nebula with a major blowout was found, namly around the LMC star S119.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung und Motivation

Twinkle, twinkle lucky star,
how I wonder what you are.
(Songtext)

Obwohl die Sterne, die wir mit dem bloßen Auge am Himmel sehen können, sich sehr ähnlich sehen, kann man in einer klaren Nacht schon leichte Unterschiede zwischen ihnen feststellen, sie besitzen unterschiedliche Farben und Helligkeiten. Die Farbe der Sterne hängt in erster Linie von der Temperatur des Sterns ab, geht man einmal davon aus, daß die Effekte durch die interstellare Rötung vernachlässigbar sind. Ein heißer Stern wirkt blauer, ein kühler Stern röter. Eine Erklärung für diese Farben liefert eine Beschreibung der Abstrahlung der Sterne durch einen Schwarzkörpers. Je nach Temperatur strahlen die Sterne in einem anderen Spektralbereich ihren maximalen Fluß ab, als Schwarzkörper folgen sie dem Wien'schen Verschiebungsgesetz. Geht man zu sehr heißen Sternen, so strahlen diese am meisten im ultravioletten Bereich, sie wirken für das Auge bläulich bzw. weiß. Die unterschiedliche Helligkeit der Sterne ist mitunter ein Entfernungseffekt, da die scheinbare Helligkeit eines Sterns quadratisch mit dem Abstand zu uns abnimmt. Doch allein durch die Entfernung lassen sich die Helligkeitsunterschiede nicht erklären, vielmehr gibt es Sterne, die intrinsich heller sind als andere. Es zeigt sich, daß im allgemeinen massereiche Sterne heller sind als massearme Sterne. Genauer betrachtet, hängen Farbe und Helligkeit eines Sterns von seiner Anfangsmasse, aber auch sehr stark von seiner Entwicklungsphase ab. Die hellsten und massereichsten Sterne sind Hauptreihensterne mit einer Anfangsmasse von etwas über $100\,\mathrm{M}_\odot$ und einer Leuchtkraft von etwa $10^6\,\mathrm{L}_\odot$. Aufgrund dieser hohen Helligkeit können die massereichsten Sterne auch noch in entfernteren Galaxien identifiziert und studiert werden. Damit lassen sich massereiche Sterne in verschiedensten Umgebungen (z.B. Galaxien in der *starburst*-Phase) und unter sehr unterschiedlichen Bedingungen (z.B. verschiedenster Metallizität) analysieren. Massereiche Sterne bieten daher eine gute Möglichkeit, die stellare Population von Galaxien an Einzelobjekten zu analysieren und Einwirkungen auf die betreffende Galaxie zu verstehen. Ein besseres Verständnis der Sternentwicklung liefert indirekt auch ein besseres Wissen über die Galaxienentwicklung. Die Entwicklung massereicher Sterne war schon seit langer Zeit ein weitreichendes und stark untersuchtes Gebiet in der Astronomie. So ist das Prinzip der Entwicklung massereicher Sterne zwar verstanden, doch gibt es noch etliche grundlegende Eigenschaften dieser Sterne (und damit ihrer Entwicklung), die bisher nur ansatzweise verstanden sind. Immer noch nicht gut ausgereifte Theorien über Turbulenz und Konvektion hindern Modelle der Entwicklung massereicher Sterne, die Mischung, Konvektion und *overshooting* richtig zu behandeln. Unvollständiges Wissen über atomare Eigenschaften wie die Opazität und Reaktionsraten der Kernreaktionen vergrößern das Problem einer guten Sternentwicklungstheorie weiter.

Eine weitere Besonderheit massereicher Sterne ist ihr starker Massenverlust. Der sogenannte Sternwind spielt bei der Entwicklung und Modellierung der Sterne eine entscheidende Rolle. Während massearme Sterne verhältnismäßig wenig Material durch Wind verlieren (der Sonnenwind z.B. verringert die Masse der Sonne um jährlich $10^{-14}\,\mathrm{M}_{\odot}$), ist der Massenverlust bei massereichen Sternen (etwa über $25\,\mathrm{M}_{\odot}$ mit durchschnittlich $10^{-6}\,\mathrm{M}_{\odot}\mathrm{a}^{-1}$) erheblich. Rechnungen und Beobachtungen implizieren, daß massereiche Sterne im Laufe ihres Lebens **über 50%** ihrer Masse durch Sternwind verlieren, was erhebliche Konsequenzen für ihre Entwicklung, aber auch ihre direkte Umgebung hat. Mit Höchstgeschwindigkeiten von etwa $3000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ verändert der Sternwind die lokale Umgebung des Sterns, indem Sternwind und interstellares Medium (ISM) aufgeschoben werden und sich sogenannte *interstellar bubbles* bilden können. In jungen Sternhaufen mit einer größeren Anzahl heißer, massereicher Sterne können solche *bubbles* zu ganzen *superbubbles* oder *giant shells* anwachsen, die Ausmaße von bis zu kpc erreichen. Diese Strukturen sind oft mit heißen Gas gefüllt und leuchten in den dichteren Randgebieten in H_{α}. Aufnahmen in diesem Filter der Großen Magellanschen Wolke (*Large Magellanic Cloud*, LMC), einer irregulären Nachbargalaxie von uns, zeigen eine große Ansammlung solcher *bubbles* und *shells*, die durch die Winde der großen massereichen Sternpopulation gebildet wurden. Winde massereicher Sterne sind daher essentiell für ein gutes Verständis der Sternentwicklung, aber auch der Physik des Interstellaren Mediums. Während die Bildung von Sternwind und seine Entwicklung im Laufe der stellaren Entwicklungsphasen gut verstanden ist, ist eine genau Vorhersage der Massenverlustraten noch unsicher. In vielen Sternentwicklungsmodellen werden Sternwinde bisher nur in parametrisierter Form eingearbeitet, nicht aber voll konsistent mitgerechnet.

Betrachten wir aktuelle Modelle, so zeigt sich, daß sich massereiche Sterne sehr schnell entwickeln (etwa 10^{7} Jahre) und nach der langen Hauptreihenphase eine

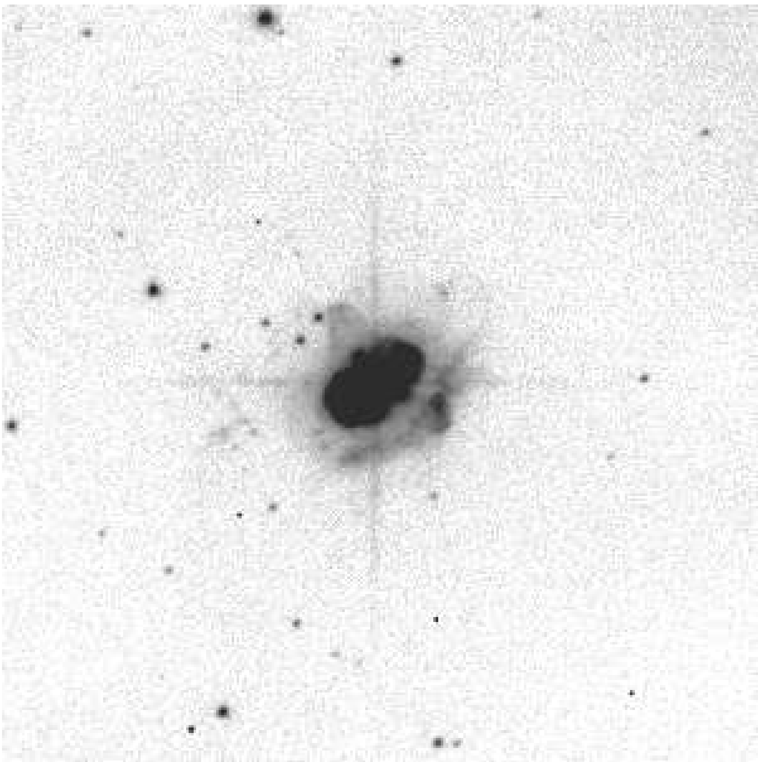


Abbildung 1.1: Eine Aufnahme mit dem CTIO-0.9m-Teleskop zeigt den LBV η Carinae. Für dieses Bild wurde ein H_α-Filter verwendet, der Bildauschnitt ist $2' \times 2'$, wobei Norden oben und Osten links ist. Der LBV ist von einem Nebel umgeben, der aus historischen Gründen *Homunkulus* genannt wird. η Car und sein Nebel sind so hell, daß diese Aufnahme nur 0.5 Sekunden belichtet wurde. Das gute *seeing* ($0\farcs8$) läßt die charakteristische bipolare Form des Homunkulus gut erkennen.

Blaue und eine Rote Überriesenphase durchlaufen, in der sie Kernbrennen immer höherer Elemente zünden, bis sie nach dem Siliziumbrennen als Supernova enden. Es zeigte sich zunächst aus empirischen Untersuchungen, daß die massereichsten Sterne nie zu Roten Überriesen werden, sondern im blauen Spektralbereich bleiben. Diese Sterne über circa $50\,M_\odot$ ändern ihre Entwicklungsrichtung in einem Bereich des *Hertzsprung-Russel-Diagramms* (HRD), welcher als *Humphreys-Davidson-Limit* (HD-Limit) bekannt wurde. Warum sich die Richtung der Entwicklung der massereichsten Sterne hier umkehrt, ist bisher nicht vollständig verstanden und geht auf die oben erwähnte Problematik zurück, daß fundamentale Parameter massereicher Sterne nur näherungsweise verstanden und bekannt sind. Wichtig allerdings ist die Tatsache, daß die Sterne sich in der Nähe des *Eddington-Limits* befinden, einem Stabilitätslimit für Sterne, das – vereinfacht gesagt – den Bereich darstellt, unterhalb dessen sich der Stern noch im hydrostatischen Gleichgewicht befindet, in dem sich Druck und Gravitation noch die Waage halten. In der Phase der Umkehr, wenn sich die Sterne unmittelbar am HD-Limit befinden, zeigen diese massereichsten Sterne auffällige Eigenschaften. Sie sind auf verschiedensten Zeitskalen und Amplituden variabel, ihre Spektren sind durch [Fe II]-Linien gekennzeichnet. Die Sterne, die in dieser Phase beobachtet werden, werden daher als **Leuchtkräftige Blaue Veränderliche** (LBV) bezeichnet. In dieser LBV-Phase erhöht sich der Massenverlust der Stern drastisch und erreicht mit einer Rate von einigen $10^{-3}\,\mathrm{M}_{\odot}\mathrm{a}^{-1}$ den höchsten Wert, der überhaupt für Sternwinde bekannt ist. Zusätzlich kann es in dieser LBV-Phase bei sogenannten *giant eruptions* (extremen Helligkeitsausbrüchen dieser Sterne) dazu kommen, daß wahrscheinlich ganze Teile der stellaren Hülle abgeworfen werden. Ein Musterbeispiel einer solchen *giant eruption* beschreibt das Ereignis, das um das Jahr 1843 bei η Car beobachtet wurde, und das John Herschel beschrieb. Durch solche Eruptionen und den extrem starken Wind kommt es bei den LBVs zur Ausbildung von zirkumstellaren Nebeln. Die LBV-Nebel (LBVN) sind verhältnismäßig klein (im Vergleich zu *interstellaren bubbles*), die bisher bekannten erreichen einen maximalen Durchmesser von wenigen pc.

Die LBV-Phase, die nur die massereichsten Sterne durchlaufen, ist sicher eine der bisher am wenigsten verstandenen Phänomene in der Stellarphysik. Neben der Frage, warum die Sterne diese Phase durchlaufen und wie es darin zu Instabilitäten kommt, bleiben Überlegungen wie: Werden alle sehr massereichen Sterne LBVs und instabil? Tritt diese Instabilität immer am selben Entwicklungspunkt auf? Wie hängt sie von Metallizität, Rotation und äußeren Einflüssen ab? Durchlaufen alle massereichen Sterne die instabile Phase in derselben Weise? Kann zum Beispiel ein LBV mehrfach eine *giant eruption* erfahren? Um dies besser zu verstehen, wurden die in dieser Phase befindlichen Objekte, die LBVs und mögliche Kandidaten untersucht. Um Aufschlüsse über die LBV-Phase, die damit verbundene Instabilität und deren Einfluß auf die Entwicklung zu gewinnen, wurden die Nebel der LBVs untersucht. Diese Nebel bieten ein optimales Labor, um die wichtigsten physikalischen Parameter zu untersuchen, die für die LBV-Phase und die allgemeine stellare Entwicklung eine Rolle spielen:

- Morphologie der Nebel: Durch Untersuchungen der Morphologie der Nebel lassen sich Aussagen über die Größe der Nebel machen. Verbunden mit einem Alter, kann dies auf die Stärke des Ausbruchs hinweisen. Charakteristische Formen der Nebel können zeigen, in welchen Maße die Rotation bei der Nebelbildung eine Rolle spielt und wenn ja, ob es Unterschiede in der Stärke dieser Einwirkung gibt. Dies läßt sich durch einen Vergleich verschiedener Nebel erreichen. Größenmessungen und Formabweichungen können im Zusammenhang mit einer Messung der Umgebungsdichte zeigen, wie stark LBV-Nebel durch ihre Umgebung beeinflußt werden. Analysen der Formen und Größen der Nebel geben weiter Hinweise darauf, ob die Metallizität bei der Nebelbildung eine

Rolle spielt. Da der Sternwind bei Sternen kleinerer Metallizität schwächer ist, könnte man sich z.B. vorstellen, daß die LBV-Nebel dieser Sterne kleiner sind.

- Kinematik: Expansionsgeschwindigkeiten der Nebel liefern ein Maß für die Stärke des Ausbruchs oder können Aussagen über das Nebelalter machen. Verschiedene Geschwindigkeiten mögen aber auch ein Hinweis auf den Einfluß der Umgebung geben, d.h., wie stark die Nebel bei ihrer Expansion abgebremst werden. Wie auch die Morphologie geben die Geschwindigkeiten eine Information über die Metallizitätsabhängigkeit des LBV-Prozesses. Sie liefern weiterhin die Möglichkeit eines Vergleiches, ob massereichere LBVs einen stärker expandierenden Nebel zeigen, als masseärmere, was durch eine höhere Windgeschwindigkeit dieser Objekte erwartet werden könnte.

- Chemische Zusammensetzung: Eine Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der Nebel kann verwendet werden, um Aufschlüsse über die Mischungsprozesse des Sterns zu liefern. CNO-angereichertes Material, das in LBV-Nebeln gefunden wurde, weist z.B. darauf hin, daß vor der Nebelbildung in Konvektionszonen des Sternes Material aus dem wasserstoffbrennenden Kern/ Schale an die Oberfläche gemischt wurde. Je nachdem, wie angereichert das Material ist, können daher auch Abschätzungen über die Zonen gemacht werden, in denen die Instabilität einsetzt, und wie tief im Sterninneren sie liegen.

Die massereichsten Sterne in unserer Galaxis befinden sich in den großen H II-Regionen, wie z.B. dem Carina-Nebel (NGC 3372). Die in dieser Gegend liegenden jungen offenen Sternhaufen, wie zum Beispiel Trumpler 14 und Trumpler 16, enthalten mehrere massereiche Sterne mit fast $100\,\mathrm{M}_\odot$. Hier befindet sich auch ein großer Teil der LBVs unserer Galaxis, darunter einer der bekanntesten: η Carinae. Unter den LBVs scheint η Carinae ein Objekt der Superlative zu sein. Er besitzt eine der größten Massen (heute bei etwa $120\,\mathrm{M}_\odot$) und zeigt auch die höchsten Expansionsgeschwindigkeiten, die bei LBV-Nebeln bisher gemessen wurden (über $1000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$). Auch seine seltsame bipolare Form mit einer zusätzlichen äquatorialen Scheibe scheint ungewöhnlich zu sein. Sie sorgt dafür, daß simple Modelle eines radialen Windes oder Ausbruchs die Instabilität der LBVs und Bildung ihrer LBV-Nebel nicht brauchbar beschreiben können. Bei den Untersuchungen spielte η Carinae daher eine entscheidende Rolle und wurde detailliert behandelt. Es bleibt dabei die Frage, ob η Carinae einen Sonderfall darstellt, oder aber so besonders erscheint, weil der Nebel so jung ist (geht man davon aus, daß der Nebel mit der *giant eruption* 1843 entstand). η Carinae ist einer der vier LBVs, von denen aus historischen Aufzeichnungen bekannt ist, daß sie eine *giant eruption* durchlaufen haben. Die Fragestellung nach einem Sonderfall kann daher auch umformuliert werden: Durchlaufen alle LBV irgendwann einmal eine *giant eruption* und unterscheiden sich LBV-Nebel, die durch eine solche Eruption geformt wurden, von denen anderen LBVs? Es soll daher insbesondere die Einzigartigkeit dieses Objektes im Vergleich mit allen anderen bekannten LBV-Nebeln diskutiert werden. Neben den galaktischen LBVs wurden auch in der LMC eine größere Anzahl LBVs gefunden. Die Nähe und Lage der LMC (ihre Neigung läßt einen fast ungehinderten Blick zu) liefert die einzige weitere Möglichkeit, LBVs im Detail in einer anderen Galaxie noch dazu mit unterschiedlicher Metallizität, zu untersuchen. Insbesondere ist es nur dort möglich, die sehr kleinen LBV-Nebel noch aufzulösen. Ein Untersuchung kann daher zeigen, ob es Unterschiede zwischen den LBV-Nebeln in unserer Galaxis und denen in der LMC gibt. Dies soll mögliche Einflüsse der Metallizität auf diese Phase und die Bildung der Nebel zeigen.

Durch die Analyse der **Morphologie und Kinematik der Nebel um Leuchtkräftige Blaue Veränderliche** sollen mit dieser Arbeit Fortschritte erzielt werden, die Bildung und Entwicklung der Nebel um LBVs besser zu verstehen. Vergleiche verschiedener Objekte sollen dabei Hinweise auf die Einflüsse verschiedener Parameter wie Anfangsmasse, Metallizität oder Umgebungsdichte geben. Mit Hilfe eines besseren Modells der Nebelbildung können dann weiterführend Rückschlüsse über die stellare Entwicklung und damit verbundenen möglichen Instabilitätsmechanismen gezogen werden.

Kapitel 2

LBVs - die massereichsten Sterne

Remember what is said about ducks:
it may look like a duck, walk like a
duck, but is not a duck until it quacks.
B. Bohannan 1997

Bei den in dieser Arbeit behandelten Objekten, den LBVs, handelt es sich um massereiche Sterne. Daher soll hier ihr Zusammenhang mit anderen massereichen Sternen, ihre Eigenschaften und Entwicklung sowie die Ausbildung der LBV-Nebel kurz beschrieben und diskutiert werden.

2.1 Massereiche Sterne

2.1.1 Sternentwicklung massereicher Sterne

Die massereichsten Sterne, die zur Zeit bekannt sind, erreichen eine Leuchtkraft von etwa $10^{5.5}$ bis $10^{6.5}$ $L_\odot$ und bilden damit das obere Ende im *Hertzsprung-Russel-Diagramm* (HRD). Die Sterne beginnen dabei ihr Leben auf der Hauptreihe und erreichen dort Temperaturen von circa $\log T_{\rm eff}/\mathrm{K} \sim 4.8$, was dem Spektraltyp O3 entspricht. Die hellsten und heißesten Hauptreihensterne weisen eine maximale Anfangsmasse von etwa $120\,\mathrm{M}_\odot$ auf. Oberhalb dieser Masse sind bisher keine stabilen Sterne gefunden worden. Doch was sind massereiche Sterne und was unterscheidet sie von den sogenannten massearmen Sternen? Sterne lassen sich aufgrund ihrer verschiedenen Eigenschaften und ihren damit verbundenen Entwicklungswegen in *massereiche Sterne* (manchmal zusätzlich Sterne mittlerer Massen) und *massearme Sterne* einteilen.

Die masseärmsten Sterne sind in Masse nach unten auf etwa $0.1\,\mathrm{M}_\odot$ abgegrenzt. Diese untere Schranke folgt direkt aus der Tatsache, daß Sterne erst ab dieser

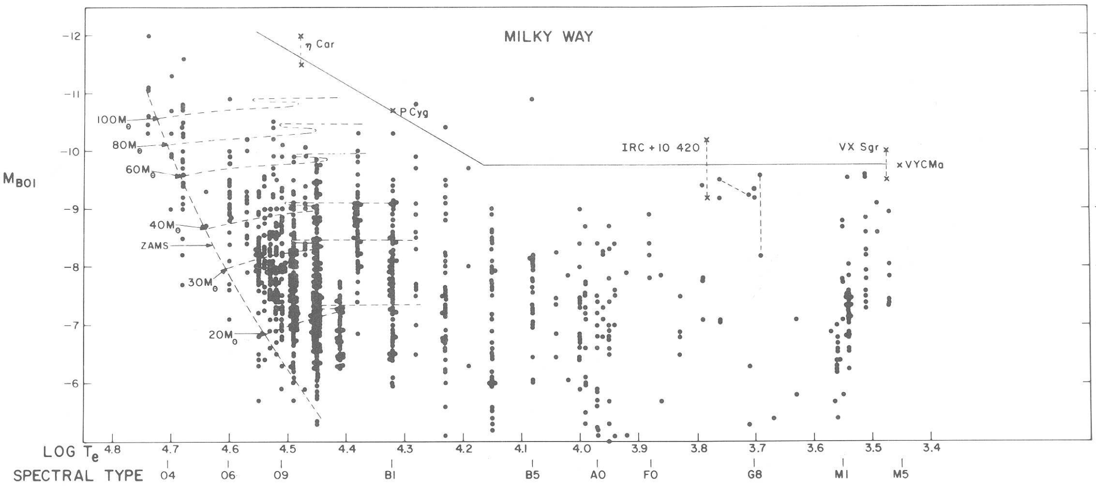


Abbildung 2.1: Diese Abbildung zeigt das HRD einer Auswahl an entwickelten Sternen unserer Milchstraße, es wurde aus Humphreys & Davidson (1979) entnommen. Die Hauptreihe ist mit einer gestrichelten Linie durch die Lage der Alter-Null-Hauptreihe verdeutlicht. Im oberen Bereich des HRD markiert eine Linie das sogenannte Humphreys-Davidson-Limit, in dessen Nähe sich die LBVs befinden. Hier eingezeichnet sind η Carinae und P Cygni.

Masse während der Sternentstehung stark genug kontrahieren, um im Zentralbereich Wasserstoff-Kernbrennen im pp-Zyklus zu zünden. Erst diese Eigenschaft des Kernbrennens definiert einen Stern. Die maximale Masse, die ein massearmer Stern hat, ist wiederum durch eine Kerneigenschaft gegeben. Wenn der Kern des Sternes während seiner Entwicklung einmal entartet und sein Kernbrennen durch einen Helium- und/oder Kohlenstoff-Blitz zündet und als Weißer Zwerg bzw. Supernova Typ Ia im Doppelsternsystem endet, zählt er noch zu den Massearmen. Dieses Entarten des Kerns ist laut aktuellen Rechnungen und Beobachtungen bei Sternen von etwa $8 - 15\,\mathrm{M}_\odot$ der Fall. Oberhalb dieser Anfangsmasse auf der Alter-Null-Hauptreihe (*Zero Age Main Sequence* = ZAMS) beginnt der Bereich der massereichen Sterne, deren Entwicklung und Eigenschaften sich merklich von denen der massearmen Sterne unterscheiden. Während der Hauptreihenphase läuft das katalytische Kernbrennen nach dem Kohlenstoff-Stickstoff-Sauerstoff Zyklus (CNO-Zyklus, von Weizsäcker 1938, Bethe 1939) ab. Nach dem zentralen Kernbrennen zündet das Wasserstoff-Schalenbrennen und die Sterne verlassen die Hauptreihe, sie entwickeln sich zum Überriesen. Alle weiteren Kernbrennen, Helium, Kohlenstoff, Neon, Sauerstoff, bis hin zum Siliziumbrennen zünden nacheinander in der weiteren Entwicklung durch immer stärkere Kontraktion des Kerns, er entartet dabei nicht. Die massereichen Sterne enden dann immer in der Explosion als Supernova des Types II bzw.

Types Ib oder Ic. Eine obere Massengrenze für massereiche Sterne ergibt sich in erster Linie aus Beobachtungen, die zeigen, daß bisher keine stabilen Sterne oberhalb etwa $120\,M_\odot$ gefunden wurden. Dies geht einher mit theoretischen Überlegungen, die annehmen, daß sich massereichere Objekte nicht bilden können, da der von ihnen selber produzierte Druck stärker wird als ihre Eigengravitation, die Sterne sind nicht mehr im hydrostatischen Gleichgewicht. Ein weiterer Mechanismus sorgt dafür, daß sich keine massereicheren Sterne bilden, nämlich die Vibrationsinstabilität. Diese Instabilität geht auf den ϵ-Mechanismus zurück und wird umso stärker, je höher der Strahlungsdruck wird, d.h. aber, sie wächst mit zunehmender Masse und führt eine Stabilitätsgrenze für die massereichsten Sterne ein. Von der Beobachtungsseite wurden immer wieder massereichere Sterne diskutiert, so z.B. wurde das Objekt R 136a erst als supermassiver Stern von etwa $2\,000\,M_\odot$ gehandelt (Feitzinger et al. 1980), dann von Chu et al. (1984) auf $750\,M_\odot$ geschätzt. Die in letzt erwähnter Arbeit aufgekommene Vermutung, daß R 136a ein extrem dichter Haufen aus mehreren Sternen sei, konnte dann durch Speckle-Beobachtungen (Weigelt & Baier 1985, Neri & Grewing 1988) und später mit HST-Aufnahmen bestätig werden (Weigelt et al. 1991) . Im Moment werden als die massereichsten Objekte der *Pistol Star* mit bis zu 200-250 $M_\odot$ (Figer et al. 1995, 1998) im *Quintuplet cluster*, nahe des Galaktischen Zentrums diskutiert, sowie einige Sterne in der LMC, darunter z.B. der Stern Sk$-$67 211 mit etwa $180\,M_\odot$ (Kudritzki 1996, Kudritzki et al. 1996).

Ein Hertzsprung-Russel-Diagramm der hellsten und massereichsten Sterne unserer Milchstraße zeigt Abb. 2.1 (entnommen aus Humphreys & Davidson 1979). Ausgenommen bei dieser Darstellung sind die Hauptreihensterne, deren Lage nur durch eine gestrichelte Linie, der Alter-Null-Hauptreihe verdeutlicht wird. Die balkenartige Struktur der Meßpunkte entsteht dadurch, daß die Autoren eine Klassifikation der Spektraltypen verwendeten und nicht kontinuierliche Temperaturmessungen besaßen. Während die Lage der meisten Objekte in diesem Diagramm mit Hilfe der Sternentwicklung erklärt werden konnte, war es unklar, warum es im Gegensatz zu ganz hellen blauen Sternen (Bereiche O4 bis B0 und $M_{\rm bol}$ zwischen -12 und -9) keine vergleichbar hellen roten Sterne gab (Lücke von B0 bis M5). Die Autoren legen einen Bereich fest (Linie im oberen Bereich des HRD), den die Sterne offenbar in ihrer Entwicklung nicht überschreiten. Dieses empirische Limit wurde später in Anlehnung an die Autoren als *Humphreys-Davidson-Limit* (HD-Limit) bezeichnet. Ein entscheidender Schritt zum Verständnis, warum Sterne das HD-Limit nicht überschreiten, kam mit einem Durchbruch der Sternentwicklung etwa Mitte der 80er Jahre. Damals zeigte sich, daß der starke Massenverlust der massereichen Sterne die stellare Entwicklung stark beeinflußt (siehe z.B. Chiosi & Maeder 1986). Wie also entwickeln sich massereiche Sterne?

Die Sternentwicklung massereicher Sterne läuft verhältnismäßig schnell ab. Die insgesamte Lebenszeit eines massereichen Sterns liegt bei einigen 10^6 bis zu wenigen

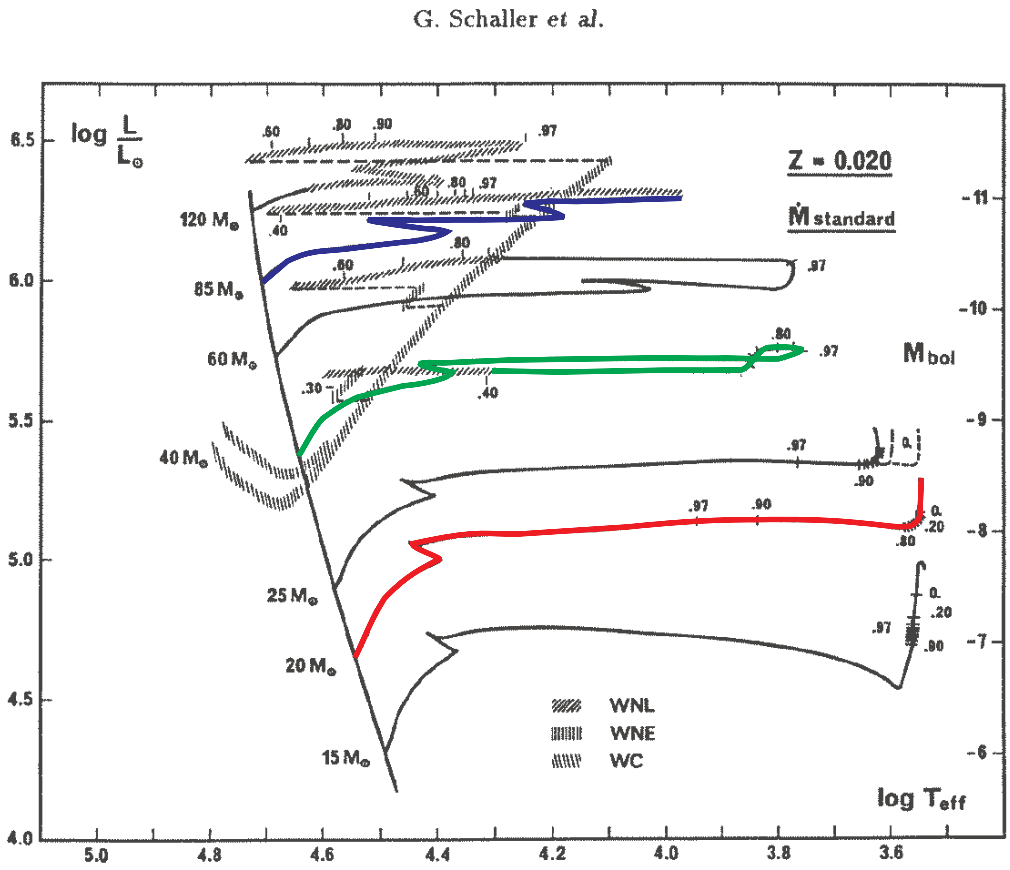


Abbildung 2.2: Das hier abgebildete HRD enthält Sternentwicklungspfade massereicher Sterne nach den Rechnungen von Schaller et al. (1992), aus dem dieses Diagramm entnommen wurde. Die Pfade wurden für solare Häufigkeiten gerechnet und zeigen gefärbt typische Entwicklungswege, die die Sterne, ausgehend von ihrer Anfangsmasse, einschlagen.

10^7 Jahren. Abb. 2.2 zeigt einzelne Entwicklungswege massereicher Sterne unterschiedlicher Anfangsmassen zwischen $15\,M_\odot$ und $120\,M_\odot$ einer aktuelle Rechnung von Schaller et al. (1992). Die wichtigsten Entwicklungsschritte seien hier nur kurz angerissen, für eine ausführliche Diskussion der Sternentwicklung massereicher Sterne wird auf Chiosi & Maeder (1986), Maeder & Meynet (1987), Maeder (1990), Maeder (1992), Schaller et al. (1992), Maeder & Conti (1994), Schaerer et al. (1996a, 1996b) und die dort enthaltenen Referenzen verwiesen. Für die hier abgebildeten Pfade (Abb. 2.2) verwendeten die Autoren solare Häufigkeiten ($Z = 0.02$, bei Sternentwicklungsrechnungen werden üblicher Weise die Häufigkeiten von Wasserstoff, Helium und aller übrigen schwerer Elemente mit X, Y und Z bezeichnet, Z ist daher ein Maß für die Metallizität) und eine Standard-Massenverlustrate $\dot{M}$ nach der Parametrisierung von de Jager et al. (1988). Eine davon verschiedene Beschreibung des Massenverlustes wurde für die Wolf-Rayet-Sterne (WR) verwendet, sie beruhte auf den Arbeiten von Conti (1988) und Langer (1989). Nach einer *Vorhauptreihenphase*, die bei massereichen Sterne vergleichbar lange wie die *Hauptreihenphase* sein kann (Vorhauptreihenphase: 2-2.5 10^6 Jahre, siehe Bernasconi & Maeder 1996), zündet der Stern das Wasserstoffkernbrennen auf der Alter-Null-Hauptreihe. Bei Sternen, die massereicher als $40\,\mathrm{M}_\odot$ sind, beginnt diese Phase noch während der Stern akkretiert und tief eingebettet in seiner Molkülwolke liegt. Wenn sich diese Sterne erstmals durch ihren Wind die Umgebung in der Wolke freigeblasen haben und optisch sichtbar werden (z.B. in jungen offenenen Sternhaufen wie in der Carina-Region (siehe Kap. 4.1)), haben sie sich schon etwas von der Alter-Null-Hauptreihe wegentwickelt. Die Hauptreihenphase massereicher Sterne ist wie die massearmer Sterne die Phase, in der die Sterne sich am längsten aufhalten. Sie dauert bei massereichen Sternen je nach Anfangsmasse zwischen $2.5 - 12\ 10^6$ Jahren und deckt damit etwa 90% der Gesamtlebensdauer des Sterns ab. Alle weiteren Phasen, der Entwicklung durchlebt der Stern in wenigen 10^6 Jahren (vgl. Schaller et al. 1992: Tabellen 45-48). Nach dem Wasserstoffkernbrennen kontrahiert der Stern, zündet das Wasserstoffschalenbrennen und kurz darauf das Heliumkernbrennen. Der Stern hat sich dabei ausgedehnt und abgekühlt, d.h. die effektive Temperatur ist gesunken (Abb. 2.2). Der Stern ist zum *Roten Überriesen* geworden *(Red Supergiant*, RSG). Bei einigen sehr massereichen Sternen, oder Sternen geringerer Metallizität (siehe unten) findet das Zünden des Heliumkernbrennens schon während der Blauen Überriesenphase statt *(blue supergiant*, BSG). Die massereichsten Sterne (größer $50\,\mathrm{M}_\odot$), meiden die RSG-Phase sogar völlig, ihr Massenverlust wächst so stark an, daß sich ihre Entwicklung frühzeitig umkehrt und sie immer im Bereich der Blauen Überriesen bleiben. Sterne in dieser Übergangsphase werden aufgrund ihrer beobachteten Eigenschaften als **Leuchtkräftige Blaue Veränderliche** (LBV) bezeichnet. Ihre Entwicklung und Eigenschaften werden separat in Kapitel 2.2 ausführlicher diskutiert.

Nach der RSG- oder LBV-Phase werden die massereichsten Sterne zu sogenannten *Wolf-Rayet-Sternen*. In dieser Endphase der Sternentwicklung haben die Sterne schon einen Großteil ihrer Masse verloren, und entwickeln sich zurück vom roten in den blauen Bereich des HRD (siehe schraffierten Entwicklungsbereich in Abb. 2.2). Vom Stern ist jetzt nur noch der heiße Helium-Kern übrig, der das für Wolf-Rayet-Sterne charakteristische Spektrum produziert. Ein sehr starker Sternwind sorgt für starken Massenverlust und die Ausbildung von zirkumsstellaren Nebeln um Wolf-Rayet-Sterne (Wolf-Rayet-Nebel). Die etwas masseärmeren Sterne (etwa $15-35\,\mathrm{M}_\odot$) bleiben in der späten Phase ihrer Entwicklung RSG oder unternehmen einen sogenannten *blue loop*. Der *blue loop* bezeichnet eine kurzzeitige Phase des Sterns, in der er eine Schleife in den Bereich der BSG im HRD unternimmt, und dabei z.B. zum Cepheiden wird. Cepheiden sind pulsationsveränderliche Sterne, deren streng variable Eigenschaft auf den κ-Mechanismus zurückzuführen ist, eine Instabilität die dadurch entsteht, daß sich die Opazität an einer Stelle im Sterninneren ändert. Alle massereichen Sterne enden entweder nach der RSG-Phase, bzw. BSG-Phase, wenn sie im *blue loop* sind, oder die massereicheren nach der Wolf-Rayet-Phase als Supernovae. Vergleicht man die einzelnen Entwicklungspfade, kann die Sternentwicklung massereicher Sterne in drei verschiedenen Hauptrichtungen differenziert werden, die in Kurzform wie folgt beschrieben werden können:

$\mathbf{M > M_1}$

O - Of - BSG - LBV - WR - SN

$\mathbf{M_1 > M > M_2}$

O - BSG - YSG - RSG - WR - SN

$\mathbf{M < M_2}$

O - RSG (mit *blue loop*) - SN

Die Abkürzungen bedeuten hierbei

O	: O-Stern in Hauptreihenphase
Of	: O-Stern mit starken Emissionslinien
RSG	: Roter Überriese
BSG	: Blauer Überriese
YSG	: Gelber Überriese
SN	: Supernova
WR	: Wolf-Rayet-Stern
LBV	: Leuchtkräftige Blaue Veränderliche

Für alle drei Bereiche wurden in den entsprechenden Farben auf Abb. 2.2 exemplarisch ein typischer Entwicklungspfad markiert. Die Abgrenzungen werden dabei bei folgenden Massen angesetzt: $\mathbf{M_1 = 50 \pm 10\ M_\odot}$ für den Entwicklungsweg mit LBVs und $\mathbf{M_2 = 35 \pm 5\ M_\odot}$, für den Pfad der weniger massereichen Sterne, die nicht mehr die Wolf-Rayet-Phase durchlaufen. Der Vergleich des HRD (Abb. 2.2) mit dem von Humphreys & Davidson (Abb. 2.1) verdeutlicht nun, warum es keine extrem leuchtkräftigen roten Überriesen gibt. Der Entwicklungsweg der massereichsten Sterne kehrt sich noch während der blauen Phase, also etwa am Humphreys-Davidson-Limit um. Die Sterne in der Nähe dieses Limits sind in der LBV-Phase.

Zuletzt sei hier noch kurz darauf eingegangen, wie gewisse stellare Parameter die Entwicklungswege der (massereichen) Sterne beeinflußen und in welchem Maße sie das tun. Merklichen Einfluß auf die Entwicklung haben:

- Massenverlustrate
- Metallizität
- Rotation
- Konvektion und Semikonvektion
- *overshooting*
- Elementmischung (Mischungsweg-Parameter)
- Turbulenz

Besonders die letzten Parameter wie Konvektion, Semikonvektion, *overshooting*, Elementmischung und Turbulenz sind bisher nur annäherungsweise verstanden und werden meist in parametrisierter Form in die Theorie eingebunden und nicht als komplettes Modell. Daher unterscheiden sich auch Sternentwicklungspfade einzelner theoretischer Modelle leicht voneinander, je nachdem mit welchem Kriterium (z.B. ob das Ledoux- oder Schwarzschildkriterium für das Einsetzten der Konvektion verwendet wurde) oder mit welcher Parametrisierung gerechnet wird (z.B. bei *overshooting*, das als vorgegebene Vielfaches der Druckskalenhöhe angenommen wird). Gerade in den letzten Jahren wurde verstärkt daran gearbeitet, die Auswirkung der Rotation auf die stellare Entwicklung besser zu verstehen (Langer 1997, Heger 1998). Sehr entscheidend geht die Metallizität in die Entwicklung ein, für Sterne geringer Metallizität liegen die gesamten Entwicklungswege sowie die Hauptreihe weiter im blauen Temperaturbereich. Metallarme Sterne besitzen bei gleicher Masse mehr Wasserstoff als ihre metallreicheren Gegenstücke, sie können daher länger Wasserstoff im Kern brennen und bleiben damit länger auf der Hauptreihe. Im Gegensatz zu solaren Häufigkeiten ($Z = 0.02$) verlängert sich für einen Stern mit $Z = 0.001$ (etwa Häufigkeit der Kleinen Magellanschen Wolke) die Hauptreihenphase um circa 10% (siehe Schaller et al. 1992: Tabelle 46). Da die gesamte Entwicklung von Sternen mit kleinem Z im blaueren Teil des HRDs abläuft, können die Sterne schon während ihrer Blauen Überriesenphase das Heliumkernbrennen zünden (Maeder & Conti 1994). Die Tatsache, daß metallärmere Sterne blauer sind, läßt sich teilweise damit erklären, daß Metalle in heißen Sterne absorbieren. Dies bedeutet aber, daß bei metallreichen Sternen die Metalle (besonders im UV) Strahlung aus dem Kontinuum absorbieren. Dies wiederum schwächt die Emission im blauen Kontinuum und damit erscheinen die Sterne relativ zu Sternen ohne Metallen röter. Ein weiterer Effekt, der dazu führt, daß metallärmere Sterne blauer sind, ist die stärkere Akkretion bei der Sternentstehung. Da metallärmere Sterne stärker/länger kontrahieren und damit höhere Effektiv-Temperaturen erreichen, sie sind blauer als metallreiche Sterne, wenn sie auf der Hauptreihe ankommen.

Ein weiterer sehr wichtiger Parameter für die Sternentwicklung ist, wie schon

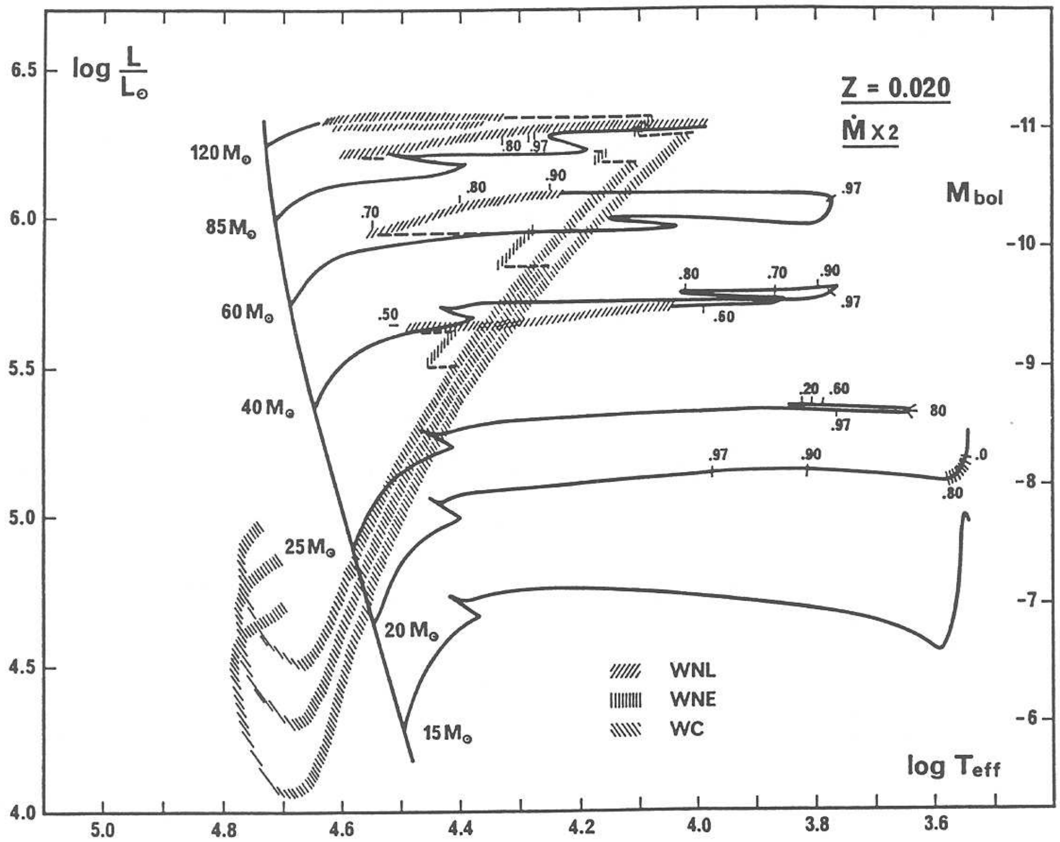


Abbildung 2.3: Ein HRD, das unter den selben Modellannahmen und Parametern wie in Abb. 2.2 die Entwicklung massereicher Sterne für eine doppelt so hohe Massenverlustrate zeigt. Deutlich sind Unterschiede der Entwicklung zu sehen, besonders stark wird die Wolf-Rayet-Phase beeinflußt.

mehrfach erwähnt, der Massenverlust. Massereiche Sterne verlieren während ihrer Hauptreihenphase schon über 50% ihrer Anfangsmasse, was sich erheblich auf ihre Entwicklung auswirkt. Anschaulich wird diese Veränderung der Sternentwicklung, wenn man Abb. 2.3 mit Abb. 2.2 vergleicht. In beiden Fällen wurde die Entwicklung massereicher Sterne solarer Häufigkeiten gerechnet, mit jeweils den gleichen Annahmen und Parametern. Lediglich die Massenverlustrate wurde im HRD in Abb. 2.3 verdoppelt. Es zeigt sich, daß die Pfade für eine erhöhte Massenverlustrate früher in den blauen Teil des HRDs umkehren (vgl. z.B. Stern mit 40 $M_{\odot}$), beziehungsweise sie im Gegensatz zu Sternen mit weniger Massenverlust sich überhaupt wieder in den blauen Bereich bewegen (siehe Stern mit 25 $M_{\odot}$). Die Wolf-Rayet-Sterne, die durch ihre hohe Massenverlustrate besonders stark von der Änderung betroffen werden, verlieren erheblich mehr Masse und werden dadurch leuchtschwächer.

Es zeigt sich, daß der Massenverlust gerade bei den massereichsten Sternen eine entscheidende Rolle spielt. Nur durch den Massenverlust läßt sich die Abwesenheit von extrem hellen roten Überriesen rechts vom HD-Limit im HRD erklären. Diese Tatsache steht eng in Verbindung mit den sogenannten Leuchtkräfigen Blauen Veränderlichen. Sie sind die massereichsten entwickelten Sterne, die wir beobachten und befinden sich in einer kurzen Übergangsphase, in der sich der Entwicklungsweg umkehrt. Entscheidend für diese Umkehr und die LBV-Phase ist der Massenverlust. Um seine Einwirkung auf die Entwicklung besser zu verstehen, befassen wir uns im nächsten Kapitel mit Massenverlust von Sternen, dem *Sternwind*.

2.1.2 Massereiche Sterne und Sternwind

Jeder Stern gibt kontinuierlich Material an das ihn umgebende Medium ab, er besitzt einen sogenannten Sternwind. Auf diese Weise verliert die Sonne z.B. jährlich etwa $10^{-14}\,\mathrm{M}_{\odot}$ durch den Sonnenwind. Erste Erkenntnisse darüber ergaben sich aus der Analyse der Nordlichter auf der Erde, die durch geladene Teilchen des Sonnenwindes erzeugt werden und aufgrund des Erdmagnetfeldes bevorzugt an Nord- und Südpol in die Erdatmosphäre eintreten und zum Leuchten anregen. Heute wird unser Wissen über den Sonnenwind insbesondere durch Analysen mit Raumsonden verbessert, die Partikel des Sonnenwindes im interplanetaren Raum messen. Massereiche Sterne, so zeigt sich, haben einen viel stärkeren Wind als massearme Sterne, wie z.B. die Sonne es ist. Schon auf der Hauptreihe erreichen massereiche Sterne Massenverlustraten von einigen $10^{-6}\,\mathrm{M}_{\odot}\mathrm{a}^{-1}$. Eine umfassende Kompilierung der Massenverlustraten massereicher Sterne findet man bei de Jager et al.(1988). Abb. 2.4, die aus dieser Arbeit entnommen wurde, zeigt, wie sich die Massenverlustraten innerhalb des HRD verändern. Es zeigt sich, daß die Massenverlustraten nicht nur von der Anfangsmasse des Sterns abhängt, sondern auch entscheidend von der Entwicklungsphase und der Metallizität. So haben Sterne gleicher Masse und gleichen Alters aber verschiedener Metallizität unterschiedliche Massenverlustraten. Danach verlieren Sterne geringerer Metallizität weniger Material durch Wind, es ergibt sich eine Abhängigkeit von $\dot{M} \propto Z^{\alpha}$, wobei der Exponent α zwischen $0.5-1$ liegt (Kudritzki et al. 1987). Eine noch stärkere Relation zeigt der Zusammenhang der Leuchtkraft (L) mit der Massenverlustrate, der Windgeschwindigkeit (v_{∞}) und dem Radius (R). Diese Beziehung ist als *wind-luminosity-relation* bekannt und es gilt $L^{1/\alpha} \sim \dot{M} v_{\infty} R^{0.5}$ (Kudritzki et al. 1989, Kudritzki et al. 1996, Puls et al. 1996, Kudritzki 1999). Eine größere Anzahl an Zusammenhängen wurden durch Beobachtungen abgeleitet.

Ausgehend von diesen Relationen sei im folgenden kurz die Entwicklung von Massenverlust und Windgeschwindigkeit eines $35\,\mathrm{M}_{\odot}$- und $60\,\mathrm{M}_{\odot}$-Sterns im Laufe seines Lebens beschrieben. Die folgende Beschreibung basiert auf den Arbeiten von

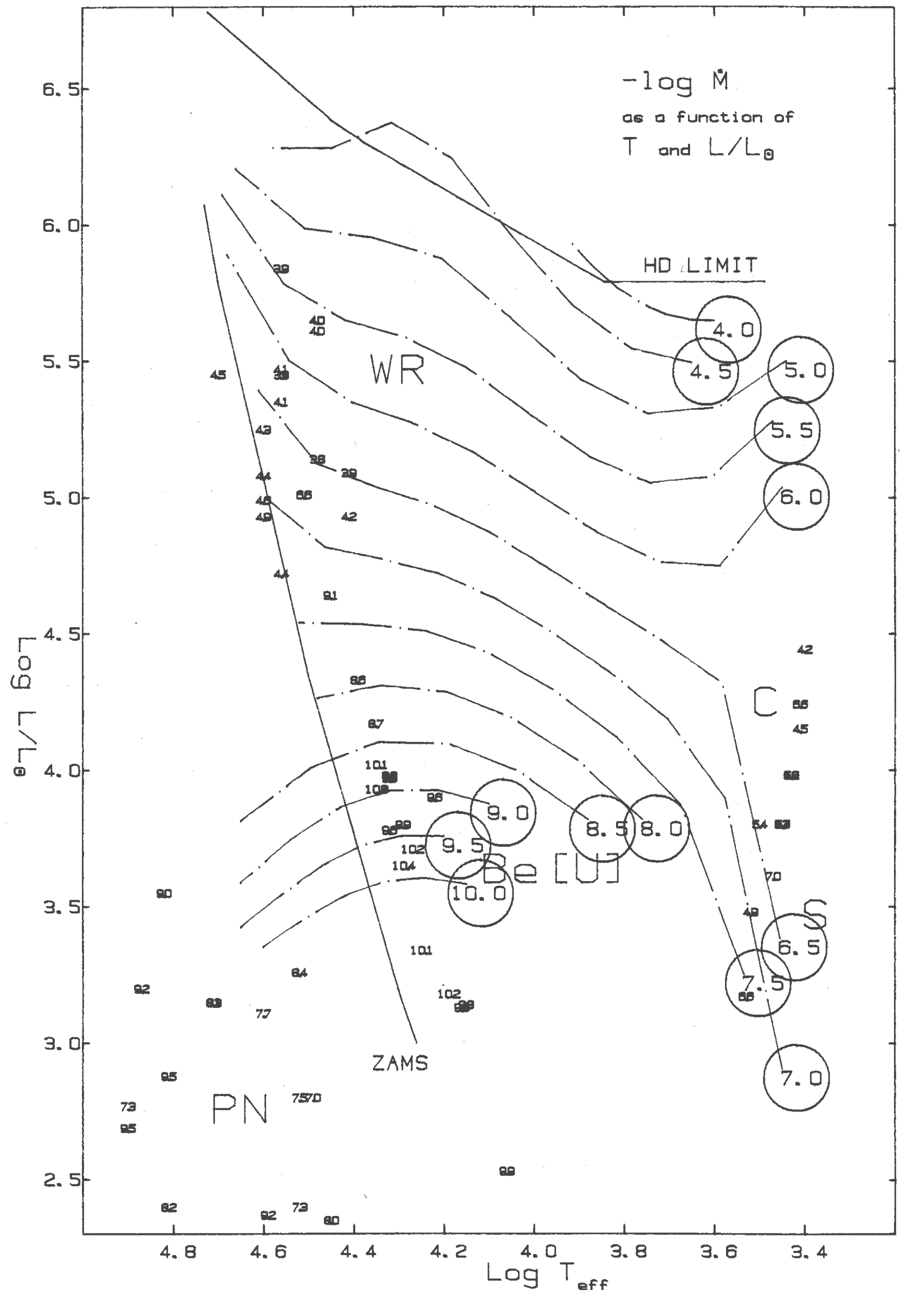


Abbildung 2.4: Die aus de Jager et al. (1988) entnommene Graphik verdeutlicht, wie sich die Massenverlustraten innerhalb des HRDs ändern und verteilen. Gestrichelt-punktierte Linien zeigen Bereiche gleicher Massenverlustraten, in Kreisen wurde der entsprechende Exponent angegeben, so bedeutet z.B. 5.0 eine Massenverlustrate von 10^{-5} $M_{\odot}a^{-1}$. Neben der Alter-Null-Hauptreihe (ZAMS) wurde auch das HD-Limit eingezeichnet.

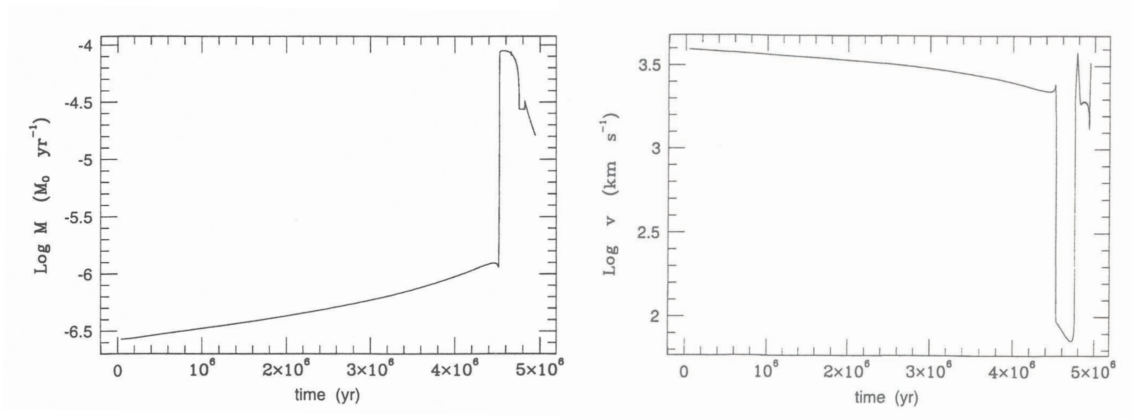


Abbildung 2.5: Diese Abbildung verdeutlicht die Entwicklung der Massenverlustrate (links) und der Windgeschwindigkeit (rechts) im Verlaufe des Lebens eines 35 $M_\odot$-Sterns. Beide Abbildungen wurden aus García-Segura et al. (1996b) entnommen.

García-Segura et al. (1996a, 1996b), auf die für weitere Details des Modells verwiesen wird. Ein Stern mit 35 $M_\odot$ beginnt die Hauptreihenphase mit einem ausgeprägten schnellen Wind, der eine Geschwindigkeit von circa 3 000 km s^{-1} erreicht. Die Massenverlustrate während diese Zeit beträgt etwa $10^{-6.5}$ $M_\odot a^{-1}$. Abb. 2.5 rechts zeigt die Windgeschwindigkeit als Funktion der Entwicklungszeit eines 35 $M_\odot$-Sternes, links die Entwicklung der Massenverlustrate. Verläßt der Stern die Hauptreihe und entwickelt sich zum Blauen und dann Roten Überriesen, so zeigt Abb. 2.5, daß die Massenverlustrate erst langsam, dann aber stark ansteigt. Die Windgeschwindigkeit sinkt gleichzeitig ab bis auf etwa 50 − 100 km s^{-1}. Erst in der Wolf-Rayet-Phase erreicht der Wind wieder hohe Geschwindigkeiten von bis zu 2 000 − 3 000 km s^{-1}. Besonders dramatisch ist die Veränderung des Sternwinds bei Sternen sehr hoher Massen (hier am Beispiel eines 60 $M_\odot$-Sterns), die auch die LBV-Phase durchlaufen (siehe Abb. 2.6). Die Windgeschwindigkeiten sind hier wesentlich höher und erreichen in der Hauptreihenphase bis zu 2 000 − 4 000 km s^{-1}. Die Massenverlustrate in dieser Phase wird im Modell mit $10^{-5.8}$ $M_\odot a^{-1}$ angesetzt. Abb. 2.6 rechts zeigt wieder, wie sich die Windgeschwindigkeiten während des Lebens eines 60 $M_\odot$-Sterns verändert. Sobald der Stern sich von der Hauptreihe wegentwickelt, steigt die Massenverlustrate an und wächst dann sprungartig und erreicht in der LBV-Phase das Maximum von $10^{-3.2}$ $M_\odot a^{-1}$. Analog dazu sinkt die Windgeschwindigkeit ab bis auf wenige 100 km s^{-1} in der LBV-Phase. Wie auch beim 35 $M_\odot$-Stern steigt dann die Windgeschwindigkeit in der Wolf-Rayet-Phase wieder an, bei gleichzeitig verhältnismässig hohen Massenverlustraten. Der 35 $M_\odot$-Stern hat bis ans Ende seines Lebens mehr als 25 $M_\odot$ verloren, der 60 $M_\odot$-Stern, der die LBV-Phase durchläuft, verliert sogar 56 $M_\odot$. Der Massenverlust durch Sternwind sorgt bei massereichen

Sternen dafür, daß sie einen Großteil ihrer Masse schon an das interstellare Medium abgeben, bevor sie als Supernova explodieren.

Bei massereichen Sternen wird der Sternwind fast ausschließlich vom sehr hohen Strahlungsdruck erzeugt. Erste Modelle dazu stammen z.B. von Castor et al. (1975a). Dabei absorbieren Elemente in der Atmosphäre Strahlung des Kontinuumflusses und erhalten gleichzeitig einen Impulsübertrag. Die Teilchen werden beschleunigt, bis sie eine Geschwindigkeit erreichen, die höher ist als die Entweichgeschwindigkeit des Stern. Dieser Vorgang äußert sich darin, daß in Spektren der Atmosphären sogenannte Windlinien sichtbar sind, die sich von photosphärischen Linien unterscheiden. Windlinien sind wesentlich breiter oder geschwindigkeitsverschoben durch die Bewegung der Teilchen. Sie können als Absorptions- oder Emissionslinien auftreten, bzw. als Kombination von beiden, als Linie mit P Cygni-Profil. P Cygni-Profil-Linien sind sehr typisch für Sternwind und Massenverlust. Der Name stammt vom heute als LBV bekannten Stern P Cygni, bei dem erstmals ein solches Linienprofil gefunden wurde. Abb. 2.7 zeigt das P Cygni-Profil der H_α-Linien vom Stern P Cygni. Das Profil entsteht durch eine Absorptionskomponente, die relativ zum Stern blauverschoben ist, und daher aus dem Bereich stammt (durch den Sternwind), der auf uns zukommt. Die Emissionskomponente, die durch die sphärische Expansion des Windes blau- und rotverschoben zugleich ist, zeigt sich nur noch auf der rotverschobenen Seite, der blauverschobene Anteil wird von der Absorptionskomponente überlagert (siehe Abb. 2.8). P Cygni-Linien treten bei Sternen mit hohem Massenverlust auf, aber auch bei Supernova-Explosionen.

Es gibt verschiedene Prozesse, die in Sternen Windlinien erzeugen. Einer der wichtigsten Prozesse ist die Linienstreuung. Durch Photoanregung wird ein Atom auf ein höheres Energieniveau gebracht, emittiert aber kurz darauf (etwa 10^{-9} Sekunden) in nahezu derselben Frequenz, in der es angeregt wurde (lediglich die Frequenzverschiebung durch die thermische Bewegung addiert sich zur Emissionsfrequenz). Damit wirkt der Vorgang wie eine Streuung. Findet die Anregung aus dem Grundzustand des Atoms heraus statt, so spricht man von einer *Resonanzlinie*, und der entsprechende Streuprozess wird *Resonanzstreuung* genannt. Ein weitere Prozeß, der für Windlinien relevant ist, ist die Rekombination von Ionen in der Sternatmosphäre. Die Rekombination kann dabei entweder in den Grundzustand führen oder einen angeregten Zustand. Ist dies der Fall, so kommt es zur Abregung durch spontane Emission. Erfolgt diese Abregung wieder in einen angeregten Zustand, so kann eine ganze Kaskade von Übergängen stattfinden und Photonen freisetzten. Die bekannteste Linie, die durch solch einen Rekombinationsprozess entsteht, ist die H_α-Linie, die durch den Übergang der Balmerserie von den Hauptquantenzahlen n_2=3 nach n_1=2 abgestrahlt wird.

Außer den Photonenanregungen kann ein Atom auch durch Stöße angeregt werden, um dann in beiden Fällen der Anregung durch Linienemission eine Abregung zu

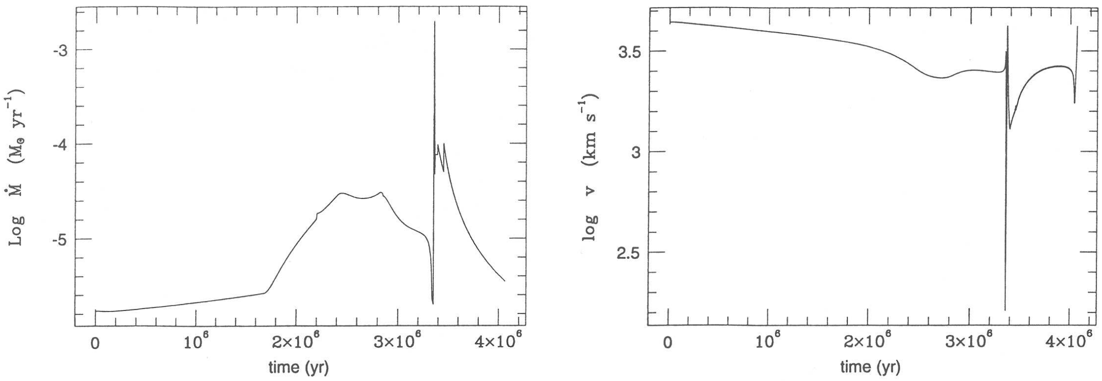


Abbildung 2.6: Wie Abb. 2.5 wird auch hier die Entwicklung der Massenverlustrate (links) und der Windgeschwindigkeit (rechts) im Verlaufe des Lebens eines $60\,M_\odot$-Sterns dargestellt. Die Abbildungen wurden aus García-Segura et al. (1996a) entnommen.

erzeugen. Im Falle der Stroßanregung wird dann direkt kinetische Energie in Strahlungsenergie verwandelt, der Prozeß ist aber nur bei sehr hohen Temperaturen, wo die kinetische Energie hoch ist, wirklich wichtig. Der Vollständigkeit halber sei auch erwähnt, daß Maser-Prozesse Windlinien erzeugen können, wenn die entsprechenden Bedingungen vorliegen. Welche Linien im Speziellen Windlinien sind, hängt neben der Temperatur auch von der Elementhäufigkeit ab. Die Temperatur bestimmt dabei die maximale Frequenz der Photonen im Kontinuum und damit die maximale Anregungsfrequenz. Die stärksten Linien (d.h. die wahrscheinlichsten) sind die Resonanzlinien. Windlinien liegen bevorzugt im ultravioletten Bereich, die bekanntesten bei heißen Sternen (Spektraltyp O bis B) sind die Resonanzübergänge von C IV, N V und Si IV. Bei kühleren Sternen liegt die Anregung etwas niedriger, hier dominieren die C II- (bei B- bis A-Sternen) und die Mg II-Linie (bei B- bis M-Sternen). Einen weiteren Hinweis auf Sternwind liefert der sogenannte *IR-Exzess*. In heißen Sternen, in denen der Wind durch ionisiertes Gas entsteht, existiert im IR eine höhere Strahlung als man für das Kontinuum erwarten würde. Dieser Exzess wird durch die Bremsstrahlung des Windes erzeugt, sie erhöht den Gesamtfluß. Auch im Radio- und mm-Bereich gibt es einen solchen Exzess, der allerdings schwerer zu messen ist. Die verschiedenen Methoden der Windmessung können zu leicht verschiedenen Windgeschwindigkeiten führen. Es ist dabei zu beachten, daß die verschiedenen Messungen den Wind an unterschiedlichen Orten in der Atmosphäre messen, da für die einzelnen Wellenlängenbereiche eine unterschiedliche optische Tiefe herrscht.

Es zeigt sich, daß der Wind mit der Entfernung vom Stern (normiert auf den Entstehungsort in der Photosphäre) zunimmt, bis er weit draußen einen Grenzwert erreicht, die *terminal velocity* v_∞ (abgeleitet für $r \to \infty$). Das sogenannte β-Gesetz

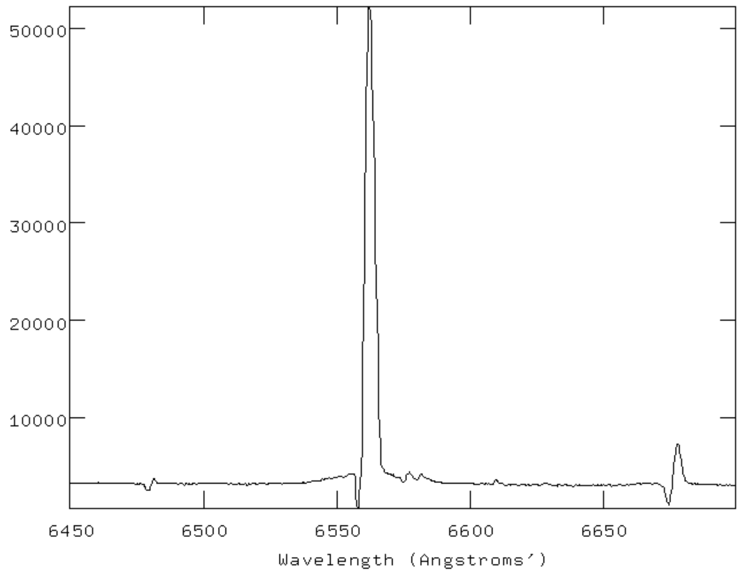


Abbildung 2.7: Eine Spektrum aufgenommen von mir am 1 m-Teleskop am Mt. Laguna-Observatorium zeigt die H_α-Linie, sowie schwächer die He I-Linien bei 6678 Å und sehr schwach die N II-Linie bei 6482 Å des Sterns P Cygni. Alle Linien zeigen ein P Cygni-Profil.

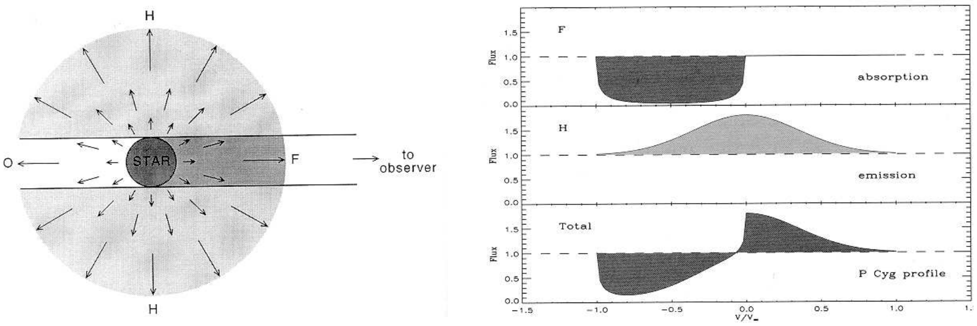


Abbildung 2.8: Skizze zur Erklärung der Entstehung des P Cygni-Profils. Eingezeichnet sind hier die Bereiche, in denen die Absorption des Profils entsteht (markiert mit F), sowie Bereiche in denen dopplerverbreiterte Emission auftritt (bezeichnet mit H). Das resultierende P Cygni-Profil entsteht aus einer Überlagerung der beiden Beträge.

beschreibt nach Vergleichen von Theorie und Beobachtung das Windverhalten am besten. Sind r die Entfernung vom Stern, $r = R_*$ die Position der Photosphäre, v_0 die Windgeschwindigkeit bei R_*, so folgt die Geschwindigkeit des Sternwindes $v(r)$ der Beziehung:

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

wobei der Exponent β bei heißen Sternen etwa 0.8 ist. Wie wir gesehen haben, erreicht der Sternwind je nach Entwicklungsphase Geschwindigkeiten v_∞ bis zu einigen $1\,000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, wenn er dann in das Interstellare Medium läuft. Dies läßt ahnen, daß Sternwinde nicht nur auf den Stern großen Einfluß haben, sondern auch ihre Umgebung stark verändern können. Dies soll im nächsten Abschnitt näher betrachtet werden.

2.1.3 Der Einfluß massereicher Sterne auf ihre Umgebung

Während ihres Lebens geben massereiche Sterne einen Großteil ihrer Masse wieder an das ISM zurück. Mit diesem Wind geben Sterne zum einen Materie (je nach Entwicklungszeitpunkt auch prozessiertes Material) an die Umgebung ab, zum anderen wird kinetische Energie geliefert. Um zu verdeutlichen, wie stark der kinematische Einfluß eines Sterns auf das ISM ist, sei hier erwähnt, daß ein $60\,\mathrm{M_\odot}$-Stern im Laufe seines Lebens durch Sternwind eine kinetische Energie von etwa 10^{51} erg abgibt. Dies entspricht etwa der Energie, die bei einer Supernova in Bewegung freigesetzt wird. Damit beeinflußt der Sternwind nicht nur die chemische Zusammensetzung seiner Umgebung, sondern auch die Dynamik des Interstellaren Mediums. Beide Prozesse hängen sehr stark von den Entwicklungsphasen des Sterns ab, zwischen denen die Massenverlustraten und Windgeschwindigkeiten sich stark ändern können. Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde, sind die Windgeschwindigkeiten während der Hauptreihenphase eines massereichen Sterns recht hoch ($\sim 3\,000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, siehe Abb. 2.5 links). Mit dieser Geschwindigkeit läuft der Wind ins Interstellare Medium. An dieser Stelle sei auf zwei Effekte hingewiesen, die eine radiale Symmetrie in den meisten Fällen brechen. Zum einen ist dies die stellare Rotation, die direkten Einfluß auf den Wind nimmt, zum anderen hindern Dichtegradienten im ISM den Wind daran sich sphärisch zu verteilen. Beide Effekte spielen in der Realität eine entscheidende Rolle, sollen an dieser Stelle aber nicht weiter diskutiert werden. Es wird hier angenommen, daß sich der Wind sphärisch ausdehnt, da nur das Prinzip für den weiteren Verlauf wichtig sein wird, nicht aber die geometrischen Details. Der Wind wird nun nach einer Phase des freien Expandierens das ISM aufschieben und in einer geometrisch dünnen *shell* oder *bubble* verdichten. Rechnungen zu diesem Szenario (Castor et al. 1975b, Weaver et al. 1977) zeigen, daß eine solche *shell*, die

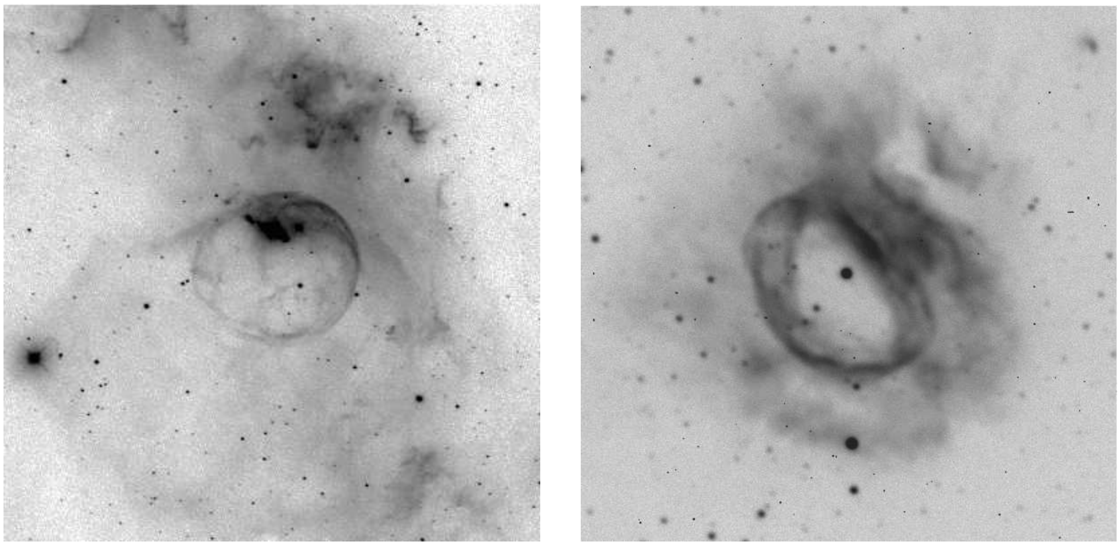


Abbildung 2.9: *Links:* Bild des *Bubble Nebula*, aufgenommen in H_α mit dem 1 m-Teleskop der Observatoriums Hoher List. Der Bildausschnitt ist etwa $10' \times 10'$, wobei Norden oben und Osten links ist. Der Zentralstern, der diese *interstellar bubble* erzeugt, ist nach Norden aus dem Blasenzentrum hinaus verschoben. (Aufnahme: D.J. Bomans, Bochum) *Rechts:* Der Wolf-Rayet-Nebel um den Stern Br 48 in der LMC. Das Bild zeigt ein [O III]-Aufnahme, die von mir mit dem CTIO-0.9 m-Teleskop gemacht wurde. Das Bildfeld ist $4' \times 4'$groß, Norden ist oben, Osten links.

mit einem Wind von etwa $2\,000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ getrieben wird, mit etwa $20\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ expandiert. Ihre Gesamtgröße (Radius r) hängt dabei von der Umgebungsdichte (n_0) ab: $r \sim {n_0}^{-1/5}$. Typischerweise liegt er aber bei etwa 30 pc. Die *shell* füllt sich innen mit dem heißen Gas des Sternwindes, die dünne Randschicht wird durch den starken Lyman-Kontinuum-Fluß des Sterns angeregt und emittiert in H_α. Das durch den Sternwind abgegebene Material hat etwa die gleiche chemische Zusammensetzung wie die Umgebung (unter der meist sehr guten Annahme, daß sich der Stern noch an der Position befindet, an der er entstanden ist). Es wurde noch nicht mit prozessiertem Material aus dem Kernbrennen angereichert. Ein leichter Unterschied der Häufigkeiten des Sternwindes im Vergleich zum ISM existiert aufgrund der Tatsache, daß der Wind gewisse Elemente bevorzugt abgibt (siehe vorheriges Kapitel, Windlinien). Dieser Effekt ist aber vernachläßigbar. Aufgrund der gleichen Häufigkeiten von Wind und ISM wird daher auch die *bubble* interstellare Häufigkeiten aufweisen, man nennt solche *bubbles* um heiße O-Sterne in der Hauptreihenphase daher auch **interstellar bubbles**. Abb. 2.9 links zeigt eine solche *interstellar bubble*, um den O6.5 Stern BD+60°2522, besser bekannt als NGC 7635 oder *Bubble Nebula*.

Nach der Hauptreihenphase nimmt, wie oben erwähnt, die Windgeschwindigkeit stark ab, die Massenverlustrate hingegen steigt. In dieser Phase der Sternentwicklung läuft der Wind langsam in die *interstellar bubble* hinein. Durch die kleineren Windgeschwindigkeiten legt der Wind eine kürzere Strecke zurück und bleibt insgesamt näher am Stern. Die unmittelbare Umgebung verdichtet sich damit stark, da der Massenfluß hoch ist. Bei den massereichsten Sternen ist dieser Effekt am stärksten, dauert aber auch nur kurze Zeit, die Sterne durchlaufen hier die LBV-Phase. In dieser Phase bildet sich durch den starken Wind ein **LBV-Nebel**. Dies wird in Kap. 2.2 näher beschrieben. Die Sterne, die die Roten Überriesenphase durchlaufen, können nun durch Konvektion prozessiertes Material aus dem Kern- und Schalenbrennen an die Oberfläche mischen, der Wind zeigt dann erhöhte Helium- und Stickstoff-Häufigkeiten. Entwickelt sich nun der Stern wieder zu höheren Temperaturen und in sein Endstadium als Wolf-Rayet-Stern, so wurde in Abb. 2.5 gezeigt, daß sich seine Windgeschwindigkeit wieder bis auf $3\,000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ erhöht, die Massenverlustrate bleibt relativ hoch. Dieser Wind läuft nun sofort in den alten Wind hinein, der sich um den Stern gesammelt hat. Eine Wind-Wind-Wechselwirkung sorgt dafür, daß dieser alte Wind aufgeschoben wird, sich verdichtet und weiter expandieren wird. Das Emissionsmaß erhöht sich und die aufgeschobene *shell* wird sichtbar. Es bildet sich eine sogenannter **Wolf-Rayet-Nebel**. Die Elementhäufigkeiten des Nebels unterscheiden sich nun von denen des Interstellaren Mediums, da das prozessierte Material in der Sternatmosphäre durch den Wolf-Rayet-Wind abgetragen wurde und sich im Nebel sammelt. Die Wolf-Rayet-Nebel zählen damit zu den Nebeln die man aufgrund ihrer vom ISM verschiedenen Häufigkeiten als **circumstellar bubbles** bezeichnet. Zu dieser Gruppe zählen im übrigen auch die LBV-Nebel. Abbildung 2.9 rechts zeigt ein typisches Beispiel für einen Wolf-Rayet-Nebel. Das abgebildete Objekt der Wolf-Rayet-Stern Br 48 (Spektraltyp WN4+OB) liegt in der LMC und wurde mit dem CTIO-0.9 m-Teleskop aufgenommen. Der Nebel ist etwa $95'' \times 70''$ groß und wird meist mit DEM L231 bezeichnet. Für eine Analyse dieses Objekts, und anderer Wolf-Rayet Nebel, an der ich mit beteiligt war, wird auf Chu et al. (1999) verwiesen. Es zeigt sich, daß Sternwind die unmittelbare Umgebung massereicher Sterne stark beeinflußt. Detaillierte Wind-Wind-Wechselwirkungsmodelle zu diesem Szenario wurden von verschiedenen Gruppen untersucht und gerechnet (García-Segura 1996a, 1996b, Frank et al. 1998, Frank 1999). Einen interessanten Vergleich in diesem Zusammenhang gibt es mit *Planetarischen Nebeln* (PN). Diese Nebel um massearme Sterne entstehen unmittelbar nach der *Asymptotischen-Riesenast-Phase* (AGB-Phase). Während in der AGB-Phase ein langsamer, dichter Wind herrscht, gibt der sich zu höheren Temperaturen entwickelte Stern in der PN-Phase wiederum einen sehr schnellen Wind ab. Hier kann man an einen Entstehungsmechanismus analog zu dem von Wolf-Rayet-Nebeln denken. Ein schneller starker Wind kollidiert mit einem langsamen, dichteren Wind aus einer früheren Entwicklungsphase des Sterns. Einen ersten Versuch, diese sehr ähnlichen Mechanismen mit dem selben Modell zu beschreiben, wurde von Frank (1999) gemacht und ist unter dem Begriff *Generalized-Wind-Blown-Bubble-Szenario* bekannt geworden. Mit dieser Wind-Wind-Wechselwirkungstheorie versuchen die Autoren auch die Bildung von LBV-Nebeln zu erklären. Die verschiedenen Modelle versuchen inzwischen auch die Geometrie der Nebel zu erklären. Wie sich später zeigen wird, sind einige der LBV-Nebel wie auch PNs bipolar. Dies würde aber einem Wind-Windwechsel-Wirkungsmodell widersprechen, in dem der Sternwind radial vom Stern abgeblasen wird. Bipolarität wird in den Modellen damit erreicht, daß gezeigt wird, das stellare Rotation Einfluß auf die Windverteilung hat, so daß sich eine Dichtekonzentration in der äquatorialen Ebene um den Stern entwickelt. Die bekanntesten Modelle diesbezüglich sind das *Wind-Compressed-Disk*- (Bjokman & Cassinelli 1993) und *Wind-Compressed-Zone*-Modell (Ignace et al. 1996) sowie das Modell von Frank (1999).

2.2 Leuchtkräftige Blaue Veränderliche

2.2.1 Eigenschaften und Entwicklung der LBVs

In diesem Kapitel seien die Eigenschaften, Parameter und die stellare Entwicklung der Leuchtkräftigen Blauen Veränderlichen (LBVs) skizziert. Eine Besonderheit der LBV-Sterne ist, daß es nur wenige typische Eigenschaften eines LBVs gibt, und es bisher keine Kriterien gibt, an denen man einem Stern zweifelsfrei ansieht, ob er ein LBV ist oder nicht.
Wie ihr Name schon sagt, sind LBVs veränderliche Sterne. Viele der heute als LBV-Sterne bekannten Objekte werden auch als S Dor-, P Cygni- oder Hubble-Sandage-Variable bezeichnet. Erstmals 1984 fand Conti, daß ein Zusammenhang zwischen diesen Objekten besteht und er faßte sie unter der Bezeichnung LBVs zusammen. Die optische Variabilität der LBVs zeigt sich auf einer großen Spanne von Zeitskalen und mit sehr unterschiedlichen Amplituden. Die stärksten Helligkeitsausbrüche mit Änderungen von $\Delta M_{\mathrm{V}} > 2^{\mathrm{m}}$ werden als *giant eruptions* bezeichnet und ereignen sich sporadisch und unregelmäßig. Historisch sind bisher nur vier Fälle von *giant eruptions* bekannt: P Cygni ($\sim$ 1600), η Carinae ($\sim$ 1843), V12 in NGC 2403 (1954 als SN 1954J detektiert) und SN 1961V in NGC 1058. Ein möglicher weiterer Kandidat dieser Gruppe ist der kürzlich in NGC 2366 gefundene LBV V1 (Driessen et al. 1997). Die vermeindliche Klassifikation der LBVs (die eine *giant eruption* durchliefen) als Supernovae verdeutlicht, wie stark die einzelnen Ausbrüche ablaufen. Tabelle 2.1 faßt die wichtigsten Informationen zu den *giant eruptions* zusammen. Angemerkt sei hier, daß bei den *giant eruptions* sich auch die bolometrische Helligkeit eines LBVs ändert, was sie bei anderen Variabilitäten von LBVs nicht wesentlich tut. Dadurch, daß nur wenige *giant eruptions* bekannt sind und keines der Objekte einen

Tabelle 2.1: Parameter der *giant eruptions* von LBVs

LBV	Jahr	ΔM_{v}	ΔM_{bol}	M_{max}	E_{tot}	Referenzen
η Car	1843	3-5	2	-14	$10^{49.5}$ erg	Davidson 1989
P Cyg	1600	3	1-2	-11.5	$10^{48.7}$ erg	de Groot 1988
SN1961V	1961	5.5	3.5	-17	$10^{49.5}$ erg	Goodrich et al. 1989
SN1954J	1954	4	2	-11.6	$10^{47.3}$ erg	Tammann & Sandage 1968

erneuten Ausbruch zeigte, ist unklar, in welchen Abständen LBVs solche starken Ausbrüche durchlaufen, bzw. ob sich eine *giant eruption* im Leben eines LBVs überhaupt wiederholt.
Neben den Eruptionen zeigen die LBVs häufig kleinere Helligkeitsschwankungen von etwa $1-2$ Magnituden in V. Die Zeitspanne zwischen solchen Ausbrüchen liegt bei $10-40$ Jahren, ein Ausbruch selbst dauert mehrere Jahre. Der Helligkeitsanstieg selber findet innerhalb weniger Monate statt. Die Minimums- und Maximums-Phase eines solchen Ausbruchs unterscheidet sich in erster Linie dadurch, daß in der Phase maximaler visueller Helligkeit die Sternatmophäre expandiert ist und eine optisch dicke sogenannte Pseudo-Photosphäre bildet (siehe dazu auch den Abschnitt über spektroskopische Variabilität der LBVs). Während solch einer Schwankung bleibt die bolometrische Helligkeit konstant. Dieser Vorgang wird als S Dor-Variabilität bezeichnet (Wolf 1989a). Neben diesen Variationen gibt es kleinere Oszillationen, die nur einige Monate dauern (maximal einige Jahre) und in denen sich die Helligkeit nur wenige Bruchteile von Magnituden ändert. Auch gibt es bei LBVs sogenannte Mikrovariationen ($< 0.1^{\mathrm{m}}$), die sich allerdings auch in normalen Überriesen zeigen. Beide Helligkeitsvariabilitäten sind den größeren Schwankungen überlagert. Für eine detaillierte Beschreibung der photometrischen Eigenschaften und Schwankungen von LBVs wird auf die umfangreiche Literatur verwiesen, exemplarisch erwähnt seien hierzu Spoon et al. (1994), Sterken et al. (1997) und van Genderen et al. (1997). In Kapitel 4.1 zeigt Abb. 4.3 die Lichtkurve des LBVs η Carinae. Dort sind die verschiedenen photometrischen Variabilitäten erkennbar, inklusive der *giant eruption* des Sterns im Jahre 1843.

Neben den photometrischen Helligkeitsschwankungen zeigen LBVs auch spektroskopische Variabilitäten. Die markantesten Linien im Spektrum eines LBVs sind die H-, He I-, Fe II- und [Fe II]-Linien, oft in der Form eines P Cygni-Profils. In Einklang mit der photometrischen Variabilität ändern sich auch die Spektren von LBVs stark. Im visuellen Minimum der Sterne (bei S Dor-Variabilität) zeigt ein LBV das Spektrum eines heißen Überriesen mit H und He I in Emission, die charakteristischen Eisenlinien sind im Minimum am stärksten. Die LBVs zeigen dann ein (ungewöhnliches) Spektrum vom Typ O, B bis hin zu frühem A (Wolf 1992, Wolf

1989a, Bohannan 1997). Einige der LBVs können in dieser Phase auch das Spektrum eines Ofpe/WN9-Sterns annehmen. Dies zeigte sich erstmals, als der LMC-Stern R 127 aus der ruhigen Phase als Ofpe/WN9-Sterns in eine Ausbruchsphase wechselte und sich als LBV zeigte (Stahl et al. 1983). Auch AG Car, ein klassischer galaktischer LBV, zeigte in seiner Minimums-Phase ein solches Spektrum. Während sich im Minimum die Spektren unterscheiden, sind die Spektren von LBVs im Maximum sehr ähnlich. Sie zeigen typischerweise ein Mitte-A bis Anfang-F-Spektrum (Wolf 1992). Ein entscheidender Zusammenhang zwischen der ruhigen Phase (Helligkeitsminimum) und der Ausbruchsphase (Helligkeitsmaximum) liefert die sogenannt *Amplituden-Leuchtkraft-Beziehung* (Wolf 1989b) für die S Dor-Variabilität. Diese Relation beschreibt einen Zusammenhang zwischen der bolometrischen Helligkeit (die intrisisch ist und sich so gut wie nicht ändert) des LBVs und seiner maximalen B-Helligkeitsänderung (ΔB) während einer Ausbruchsphase. Danach ändern die leuchtkräftigsten LBVs ihr B-Helligkeit (gemessen als ΔB und verwendet als Indikator für ihre Farbe bzw. Temperatur) am stärksten. Abbildung 2.10, entnommen aus Wolf (1989b), verdeutlicht diesen Zusammenhang. In ihrer Minimums-Phase liegen alle LBVs im sogenannten S Dor-Instabilitätsstreifen (schraffiert). Während eines Ausbruchs wandern die LBVs zu kühleren Temperaturen (d.h. späten Spektraltypen). Alle LBVs im Maximum erreichen nahezu die gleiche Stelle im HRD, sie unterschreiten nie eine Effektiv-Temperatur von etwa 7500 K (siehe dazu Davidson 1987, *opaque wind limit*). Die Abb. 2.10 zeigt nun, wie die leuchtkräftigeren LBVs einen längeren Weg im HRD zurücklegen müssen, um dieses Temperaturlimit zu erreichen, dies ist die Amplituden-Leuchtkraft-Beziehung. Die unterschiedlichen optischen Helligkeiten, sowie die verschiedenen Spektren lassen sich daher damit erklären, daß bei konstanter bolometrischer Helligkeit eine Flußumverteilung eintritt.

Ein LBV ist also ein entwickelter, sehr heller und instabiler Überriese mit irregulären Ausbrüchen, die zum Teil ungewöhnlich stark sind (*giant eruptions*). Heute sind knapp 40 LBVs bekannt, unter denen einige noch als *Kandidaten* gelten, weil bei ihnen die eine oder andere LBV-Eigenschaft noch nicht nachgewiesen werden konnte. Vergleiche mit der Literatur zeigen, daß sich verschiedene Autoren bis heute nicht einig sind, welche gesicherte LBVs und welche Kandidaten sind. So wird auch in dieser Arbeit der Übergang zwischen beiden z.T. locker gehandhabt. Tabelle 2.2 listet alle bisher bekannten LBVs auf, inklusive der Galaxie, in der sie liegen. LBV-Kandidaten sind in Tabelle 2.3 aufgeführt. Die Lage der einzelnen LBVs im HRD ist in Abb. 2.11 dargestellt, die aus Humphreys & Davidson (1994) entnommen wurde. In dieser Abbildung markiert eine gestrichelte Linie die Lage der Hauptreihe (Zahlen dort entsprechen den Sternmassen). Das HD-Limit wird durch eine durchgezogene Linie verdeutlicht. Beide Positionen, die der Maximums- (Kreuze) und der Minimums-Phase (Kreise) der LBVs entsprechen, sind für die bekanntesten Objekte eingezeichnet. Zum Vergleich ist auch die Lage der normalen roten Überriesen sowie

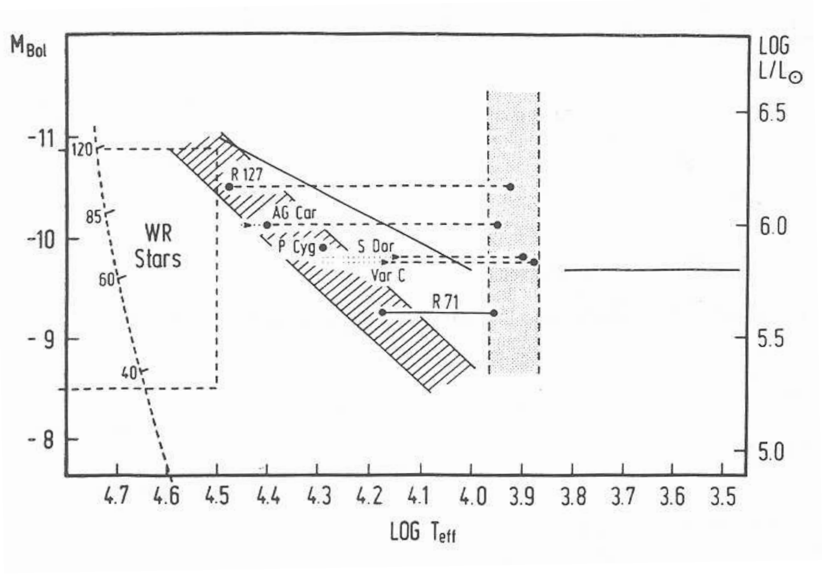


Abbildung 2.10: Dieses HRD zeigt die Lage der LBVs in der Minimums- und Maximums-Phase. Schraffiert ist der Bereich, der als S Dor-Instabilitätsstreifen bekannt ist, in dem sich die LBVs in der Miniums-Phase befinden. Der graue Bereich bei einem konstanten Temperaturbereich von etwa 7 500 K stellt das *opaque wind limit* dar, einen Bereich effektiver Temperatur, den die LBVs nicht unterschreiten. Bildquelle: Wolf (1989b)

Tabelle 2.2: Liste von bestätigten LBVs, sortiert nach Galaxien

Galaxie	LBVs
Milchstraße	η Car, AG Car, HR Car, P Cyg, HD 160529
LMC	S Dor, R 71, R 127, R 110, R 143, HDE 269582
SMC	R 40
M31	AE And, AF And, Var A-1, Var 15
M33	Var B, Var C, Var 2, Var 83
NGC 2403	V12, V 22, V 35, V 37, V 38
M81	I 1, I 2, I3
M101	V 1, V 2, V 10
NGC 1058	SN 1961V

die einiger der sogenannten Hyperriesen (in Form eines X) eingezeichnet.

Um das eigenartige und spontane Verhalten der LBVs zu erklären, wurden mehrere Modelle vorgeschlagen. Bisher ist aber immer noch ungeklärt, wie es wirklich zu der Instabilität dieser Sterne kommt. Die wichtigsten Modelle seinen im folgenden kurz erwähnt. Im Zusammenhang der Entwicklung der Instabilitäten ist zunächst

Tabelle 2.3: Liste von LBV Kandidaten, sortiert nach Galaxien

Galaxie	LBVs
Milchstraße	He 3-519, WRA 751, G 79.29+0.46, G25.5+02, Pistol Star
LMC	S 119, S 61, R 99, R 84
M33	Romano's Star
NGC 2366	V1

die Tatsache wichtig, daß sich LBVs unmittelbar in der Nähe des *Eddington-Limits* befinden. Vereinfacht ist dieses Limit eine Stabilitätsgrenze von Sternen, an der die nach innen gerichtete Gravitationskraft und die nach außen wirkende Kraft durch den Druck gerade noch gleich sind. Oberhalb diese Limits dominiert der Druck und der Stern befindet sich nicht mehr im hydrostatischen Gleichgewicht. Das klassische Eddington-Limit ist definiert über:

$$\Gamma = \frac{\kappa L}{4\pi c G M}$$

Für $\Gamma = 1$ wird das Stabilitätslimit erreicht, bei Werten von $\Gamma < 1$ ist der Stern noch stabil, bei Werten über 1 überwiegt der Druck und das System ist instabil. Da neben den Konstanten der Wert von κ durch die Materialeigenschaften des Sterns vorgegeben ist, hängt das Limit nur vom Verhältnis L/M ab. Im klassischen Eddington-Limit wird für κ nur die Opazität der Elektronenstreuung angenommen (was für die ionisierten Atmosphären heißer Sterne eine sinnvolle Nährung ist), dadurch wird κ wellenlängenunabhängig. Wird also das Verhältnis von L/M zu hoch, so überschreitet der Stern das Eddington-Limit und wird instabil. Mit Hilfe der bekannten Größen kann dieses Verhältnis wie folgt abgeschätzt werden: $(L/M)_{\rm max} \sim 4\ 10^4\,{\rm L}_\odot/{\rm M}_\odot$. Nimmt man weiter näherungsweise an, daß die Relation $L \propto M^2$ für massereiche Sterne gilt, ergibt sich eine Grenzmasse von nur $60\,{\rm M}_\odot$ (Humphreys & Davidson 1984). Bei genaueren Betrachtungen wird die Opazität aber von Dichte und Temperatur abhängen, dies wird oft als *modifiziertes Eddington-Limit* bezeichnet. Besonders beeinflußt wird das Modell von der Abhängigkeit der Opazität durch einfach ionisierte Eisengruppenelemente (Fe II, Cr II, usw.). Ausgehend von hohen Temperaturen (30 000 K) steigt in solchen Modellen die Opazität zu kleineren Temperaturen und erreicht bei etwa 15 000 K ein Maximum. Da ein höheres κ aber gleichbedeutend ist mit einem höhern L/M bedeuted dies, daß aufgrund dieses Opazitätsverlaufes es zwei mögliche stabile Zustände gibt, einen bei > 15 000 K und einen bei Effektiv-Temperaturen < 10 000 K. Dazwischen sind die Sterne instabil. Ein Vergleich zeigt nun, daß LBVs gerade zwischen diesen beiden stabilen Zuständen sich hin und her bewegen. Ihre Temperaturen in der Minimum- und Maximum-Phase entsprechen

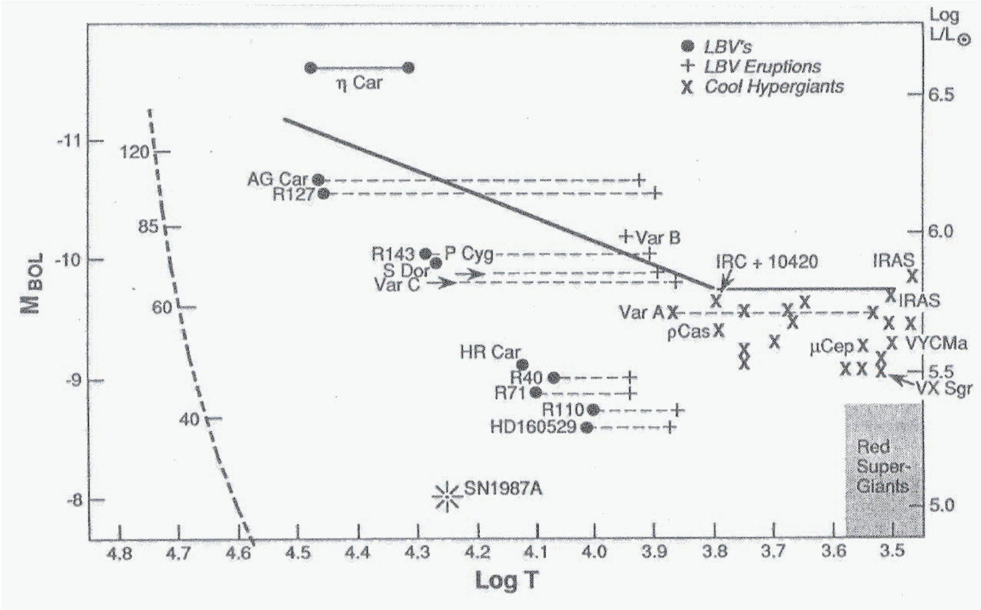


Abbildung 2.11: Diese Abbildung (aus Humphreys & Davidson 1994) verdeutlicht die Lage der bekanntesten LBVs im HRD. Wegen ihrer starken Variabilität sind die beide Positionen, die der Maximums- und der Minimums-Phase entsprechen, eingezeichnet.

genau den beiden stabilen Bereichen. Dieses Hin- und Her-Springen zwischen zwei quasistabilen Zuständen aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Opazität wurde als *Relaxations-Oszillations-Mechanismus* bekannt (Appenzeller 1986, 1989).

In neueren Rechnungen, in denen die Sternrotation mitgerechnet wurde, konnte gezeigt werden, daß die Instabilität schon vor dem eigentlichen Eddington-Limit eintritt (Langer 1997). Dies ist unter dem Begriff Ω-*Limit* bekannt, das wie folgt definiert ist

$$\Omega := \frac{v_{\rm rot}}{v_{\rm crit}} > 1$$

wobei

$$v_{\rm crit} := \sqrt{\frac{GM}{R}(1-\Gamma)}$$

Es zeigt sich einen direkter Zusammenhang mit dem Eddington-Limit (Γ). Durch die Rotation als entscheidenden Parameter setzt die Instabilität schon früher ein und kann für massereiche Sterne mitunter schon auf der Hauptreihe eintreten. Weitere Erklärungsversuche der LBV-Instabilität berufen sich in erster Linie auf den κ-Mechanismus, der auch für die Pulsation von δ Cepheiden verantwortlich ist (siehe Moskalik & Dziembowski 1992, hier wird angenommen, daß LBVs in einem verlängerten Instabilitätsstreifen der β Cephei-Sternen liegen sollen) oder basieren auf dem ϵ-Mechanismus, der zur Vibrationsinstabilität führt. Wiederum andere Modelle zeigen, daß gewisse resonante Pulsationen besonders für Sterne in der Nähe des HD-Limits effizient sogenannte akustische und *strange* Moden koppeln und somit sich zu einer Instabilität aufschaukeln können (z.B. Glatzel & Kiriakidis 1993). Ganz andere Modelle wiederum nehmen an, daß der turbulente Druck der oberflächennahen Konvektionszellen in diesen Sternen so stark wird, daß er größer als die Gravitationskraft wird und die Ausbrüche und den Massenverlust antreibt (de Jager 1980, 1984, Nieuwenhuijzen & de Jager 1992). Ähnlich wie bei Eddington-Limit, läßt sich auch für diesen Fall ein oberes Limit im HRD definieren. Das Limit, an dem Turbulenzdruck und Gravitation sich gerade noch ausgleichen, wird meist als *de Jager-Limit* bezeichnet und verläuft im HRD sehr ähnlich zum klassischen Eddington-Limit. Trotz der unzähligen Modelle und Ansätze ist das Phänomen, das zu den LBV-Ausbrüchen und instabilen Verhalten führt, bisher nicht wirklich verstanden.

Wie schon zu Beginn des Kapitels gezeigt wurde, sind die LBVs die hellsten Überriesen, die wir kennen. Im HRD bevölkern sie die Gegend um das Humphreys-Davidson-Limit, welches den Wendepunkt der Entwicklung der massereichsten Sterne im HRD darstellt. In einem ersten Detailemodell rechnen Langer et al. (1994) die stellare Entwicklung eines $60\,\mathrm{M}_\odot$-Sterns bei solaren Häufigkeiten ($Z = 0.02$) mit einer LBV-Phase. Die entscheidenden Ergebnisse, insbesondere in Bezug auf LBVs, seien hier nur kurz angerissen. Der Stern beginnt seinen Lebenslauf als heißer O-Stern auf der Hauptreihe und liegt etwa bei $\log T_{\mathrm{eff}}/\mathrm{K} = 4.6$ und $\log L/\mathrm{L}_\odot = 5.7$ (siehe Abb. 2.12 oben rechts). Er verliert kontinuierlich Masse durch den starken Sternwind, der in diesem Modell während der Hauptreihenphasen mit $\dot{M} \sim 10^{-5}\mathrm{M}_\odot\mathrm{a}^{-1}$ angesetzt wird (Abb. 2.12 unten rechts). Nach 3.348 10^6 Jahren verläßt er die Hauptreihe, mit nur noch $26\,\mathrm{M}_\odot$. Der Stern wird dann zum Blauen Überriesen, zündet das Wasserstoffschalenbrennen und wechselt in die LBV-Phase. Der Massenverlust erhöht sich dabei drastisch (siehe Abb. 2.12 unten rechts) und erreicht sein Maximum bei 5 $10^{-3}\mathrm{M}_\odot\mathrm{a}^{-1}$. An dieser Stelle maximalen Massenverlustes und damit verbunden minimalen Windgeschwindigkeit ändert sich die Entwicklungsrichtung des Sternes. Die Veränderung der typischen stellaren Parameter in dieser LBV Zeit ist in Abb. 2.12 links dargestellt: Innerhalb der sehr kurzen LBV-Phase (kleiner 25 000 Jahre) nimmt die Sternmasse um 6 $\mathrm{M}_\odot$ ab, die Leuchtkraft steigt an während die Temperatur absinkt. Durch das Freilegen immer tieferer Schichten des Sterns durch den Wind und durch den Transport von Materie durch Konvektion, kommt es dazu, daß sich die Heliumhäufigkeit an der Sternoberfläche erhöht. Das durch Kernbrennen erzeugte Helium wird hier freigelegt. In den Diagrammen a-d (Abb. 2.12 links) markiert ein Balken die jeweilige Lage von P Cygni als typischen LBV. Nach insgesamt 3.363 10^6 Jahren verläßt der Stern die LBV-Phase und wird mit Einsetzten des Heliumkernbrennens zum Wolf-Rayet-Stern. Dort sorgt ein heißer kontinuierlicher Wind dafür, daß die Sternhülle weiter abgetragen wird. Der

Stern endet in dieser Rechnung nach 4.065 10^6 Jahren mit nur noch knapp 4 $M_\odot$ als Supernova. Kurz zusammengefaßt verläuft die Sternentwicklung eines massereichen Sterns, der eine LBV-Phase durchlebt wie folgt: O $\rightarrow$ LBV $\rightarrow$ WR $\rightarrow$ SN, was der physikalischen Zuordnung : Wasserstoffkernbrennen $\rightarrow$ Wasserstoffschalenbrennen $\rightarrow$ Heliumkernbrennen $\rightarrow$ Kernbrennen höherer Elemente $\rightarrow$ SN-Explosion entspricht. Einen entscheidenden Einfluß auf das Sternentwicklungsmodell hat auch hier wieder die Massenverlustrate. Sie wurde in der Modellierung in parametrisierter Form vorgegeben und in das Entwicklungsmodell eingebaut. Abb. 2.12 unten rechts zeigt die verwendete Massenverlustrate für die einzelnen Entwicklungsphasen. Da der Massenverlust die Entwicklung massereicher Sterne entscheidend beeinflußt, können leicht verschiedene Annahmen hierüber zu sehr unterschiedlichen Ergebnissen führen. So gibt es Rechnungen, in denen Sterne ähnlicher Masse schon in der Hauptreihenphase pulsationsinstabil (Kiriakidis et al. 1993) werden, andere Modelle erreichen diese Instabilität erst während der heliumbrennenden Phase (Glatzel et al. 1993).

Für das Verständnis von LBVs und ihrer Entwicklung ist das Wissen über ihren Massenverlust von hoher Bedeutung. Eine sichtbare Auswirkung des starken Massenverlustes in der LBV-Phase ist die Tatsache, daß LBVs zirkumstellare Nebel bilden, die LBV-Nebel.

2.2.2 Nebel um LBVs

Wie die letzten Abschnitte gezeigten haben, spielt bei massereichen Sternen in der Entwicklung der Sternwind eine wichtige Rolle. Bei Massenverlustraten von durchschnittlich einigen $10^{-6}\,M_\odot a^{-1}$ verlieren die massereichen Sterne bis ans Ende ihres Lebens einen Großteil ihrer Masse. Am höchsten ist der Massenverlust in der LBV-Phase (siehe Langer et al. 1994, mit mehr als $10^{-3}\,M_\odot a^{-1}$). Durch diesen starken Sternwind kommt es in der LBV-Phase zur Ausbildung der LBV-Nebel. Diese Nebel unterscheiden sich von den vorher beschriebenen *interstellar bubbles* oder anderen zirkumstellaren Nebeln durch ihre charakteristische Zusammensetzung und Eigenschaften. Es sollen daher hier die beobachteten Eigenschaften und Parameter von LBV-Nebeln und Modellrechnungen zur Bildung dieser Nebel beschrieben werden.

Viele der LBVs bilden zirkumstellare Nebel aus, die im Vergleich zu den *interstellar bubble* oder Wolf-Rayet-Nebel recht kleine Dimensionen haben. Der größte bekannte LBV-Nebel ist der um He 3-519 (LBV-Kandidat) mit etwas über 2 pc. Fast doppelt so groß wie dieser Nebel ist der Nebel um den LMC-Stern Sk−69 279, der als LBV-Kandidat von Weis et al. (1997b) beschrieben wurde, aber bisher nicht eindeutig bestätigt werden konnte. Dennoch erschienen neuere Hinweise auf die LBV-Natur dieses Objektes (Smith-Neubig & Bruhweiler 1999). Die LBV-Nebel zeigen die unterschiedlichsten Morphologien und Expansionsgeschwindigkeiten. In einer

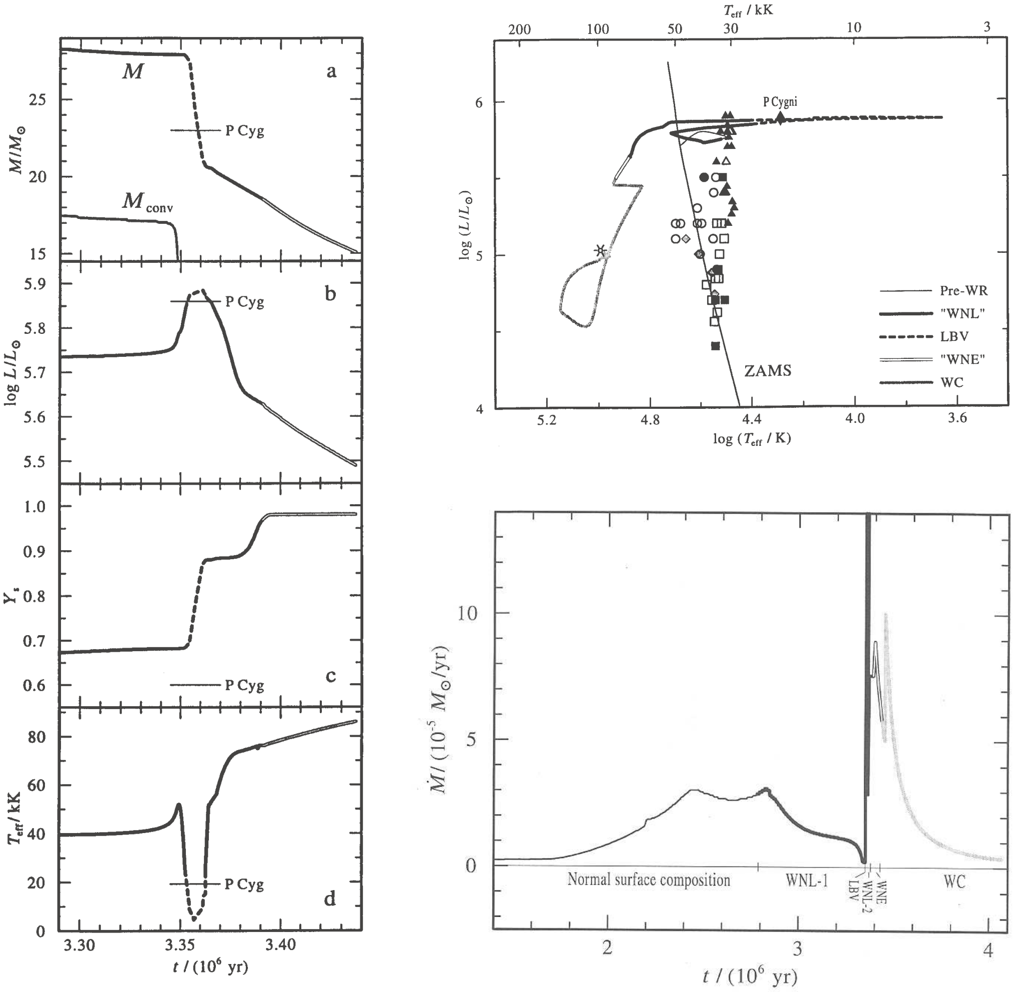


Abbildung 2.12: Die wichtigsten Änderungen der stellaren Parameter während der LBV-Phase zeigen links die Diagramme a-d. Es zeigt (a) den Massenverlust und das vordringen der Konvektionszone, (b) die Helligkeitsveränderung im Laufe der LBV-Phase, (c) den Anstieg der Heliumhäufigkeit in der Atmosphäre und (d) das mit dem Anstieg der Leuchtkraft verbundene Absinken der Effektiv-Temperatur. Die Abbildung rechts oben verdeutlicht nochmals im Detail die stellare Entwicklung eines massereichen Sterns, der die LBV-Phase (gestrichelt dargestellt) durchläuft. Neben der Hauptreihenlage (ZAMS), zeigen unterschiedliche Symbole, beobachtete Wolf-Rayet-Sterne sowie in Form einer Raute, den LBV P Cygni. Die mit dieser Entwicklung verbundene Veränderung der Massenverlustrate ist im Diagramm darunter abgebildet. Der sprungartige Anstieg setzt mit dem Beginn der LBV-Phase ein. Alle Abbildungen wurden aus Langer et al. (1994) entnommen.

TABLE 1

PROPERTIES OF NEBULAE AROUND LBVs AND RELATED OBJECTS

Star (1)	Spectral Type (2)	M_{bol} (3)	V (km s^{-1}) (4)	Nebular Size (pc) (5)	v_r (km s^{-1}) (6)	Dynamic Time (yr) (7)	M_{gas} ($M_\odot$) (8)	M_{dust} ($M_\odot$) (9)	N_e (cm^{-3}) (10)	T_e (K) (11)
AG Car	A1 I[a]–Ofpe/WN9[b]	−10.8[c]	80–250[d]	1.1 × 1.0[e]	70[f]	8.4×10^3 [f]	4.2[e]	0.013[g,h]	800[i]	9000[i]
R127	B5–Ofpe/WN9[j]	−10.3[k]	~150[l]	1.9 × 2.2[m]	28[n]	4×10^4 [m]	3.1[m]	...	1000[o]	...
η Car	20,000–30,000 K[p]	−12.5[p]	...	0.2[q]	600[r]	150[s]	...	0.01[t]	...	[t]
He 3-519	WN11[g]	−7.1[g]	365[g]	2.28[g]	61[g]	1.8×10^4 [g]	2.0[g]	0.0066[g]	300[g]	8000[g]
S119	Ofpe/WN9[u]	...	...	1.9 × 2.1[v]	25[v]	5×10^4 [g]	1.7	...	800[v]	...
WRA 751	O9.5[w]	−9.6[w]	...	0.8[h]	20–60[x]	...	...	...	...	...
HD 168625......	B2–B8[y]	−8.6[y]	250[y]	0.06[y]	20[y]	3×10^3 [y]	0.03[y]	0.0003[h,y]	630[h,y]	...
HR Car..........	B2 I–B9 II[z]	−9.4[z]	145–170[z]	0.98[aa]	50[z]	10^4 [z]	2.1[aa]	0.0010[h]	600[z]	<12500[z]
R143	B1 I–F8 I[bb]	−10.2[bb]	...	3.5[bb]	...	...	...	...	...	...
P Cyg............	B1 Ia+[cc]	−8.3[dd]	206[dd]	0.2[dd]	140[dd]	10^2–10^3 [dd]	0.0092[dd]	...	1000[dd]	5000[dd]

NOTE.—The nebulae are listed in the order in which they are presented in the text. For each object, we indicate the name of the central star (col. [1]); its most extreme spectral types recorded (col. [2]); its bolometric magnitude M_{bol} (col. [3]); its wind velocity V (col. [4]); the size of the surrounding nebula (col. [5]); the nebular expansion velocity v_r (col. [6]); the dynamic time associated with the expansion velocity (col. [7]); the mass of ionized gas contained in the nebula (col. [8]); the mass of dust contained in the nebula (col. [9]); the electron density (col. [10]); and the nebular temperature (col. [11]). All the parameters given are referenced, and the references are listed in footnotes below.

Abbildung 2.13: Diese Tabelle, entnommen aus Nota et al. (1995) listet die wichtigsten Größen und Parameter der bekanntesten Nebel um LBVs.

umfangreichen Arbeit über LBV-Nebel von Nota et al. (1995) wurden die Nebel in drei Gruppen eingeteilt: *shell nebula*, *filemantary nebula* und *peculiar nebula*. Wie sich im Laufe dieser Arbeit herausstellen wird, reflektiert diese Einteilung eventuell nur einen Mangel an Information, aber nicht die intrinsischen Eigenarten der Nebel. Sie ist daher in dieser Art nicht mehr sinnvoll. Die Expansionsgeschwindigkeiten der LBV-Nebel reichen von etwa $20\,\mathrm{km\,s^{-1}}$(für HD 168625) bis hin zu $700\,\mathrm{km\,s^{-1}}$(als durchschnittliche Geschwindigkeit) bei η Car. Eine Zusammenfassung der wichtigsten beobachteten Größen und Parameter der LBV-Nebel sind in einer Tabelle in der Abb. 2.13 aufgeführt, die aus Nota et al. 1995 entnommen wurde.

Wie schon mehrfach erwähnt, ist der Entstehungsmechanismus von LBV-Ausbrüchen und die Ausbildung von LBV-Nebel bisher nicht eindeutig geklärt. Ein aktuelles Modell, das auf der in Kapitel 2.1.3 erwähnten Grundidee basiert, daß zwei Winde unterschiedlicher Entwicklungsphasen miteinander kollidieren, stammt von García-Segura et al. (1996a) und legt die Sternentwicklung für LBVs nach den Rechnungen von Langer et al. (1994) zugrunde (siehe vorherigen Abschnitt). Hierbei wird wieder ein Stern mit $60\,\mathrm{M_\odot}$ angenommen. Der Massenverlust und die Windgeschwindigkeit eines solchen Sternes wurden in Abb. 2.6 gezeigt und zuvor diskutiert. Ein solcher Stern bildet in seiner Hauptreihenphase eine *interstellar bubble*, wie sie in Kapitel 2.1.3 beschrieben wurde. Für einen solchen Stern mit $60\,\mathrm{M_\odot}$ bestimmen die Autoren eine Größe dieser Blase am Ende der Hauptreihenphase von etwa 50 pc. Es gibt Vermutungen, daß die gefundenen äußeren Nebel um S Dor und HR Car (Weis et al. 1997a) eine solche übriggebliebene, in der Hauptreihe gebildete *interstellar bubble* darstellen. Entwickelt sich der Stern weiter, so zündet er das Wasserstoffschalenbrennen und erreicht das Humphreys-Davidson-Limit, er wird zum LBV. In dieser Zeit

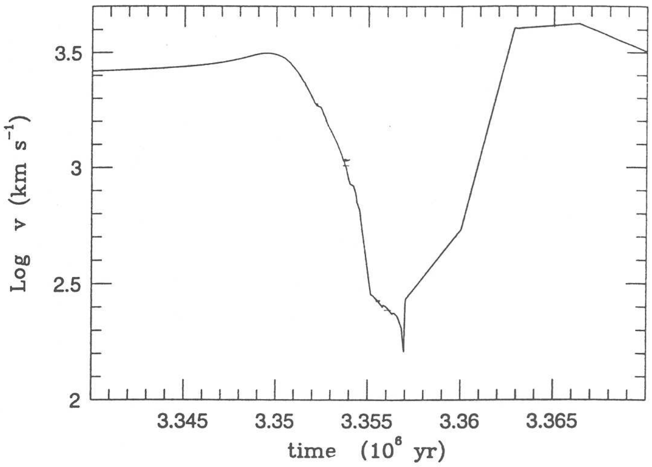


Abbildung 2.14: Etwas genauer zeigt dieses Diagramm (aus García-Segura et al. 1996a) den Verlauf der Windgeschwindigkeit während der LBV-Phase. Eine Nebelbildung setzt ein, wenn der Wind wieder schneller wird und den älteren Wind aufschiebt.

erhöht sich der Massenverlust stark, die Windgeschwindigkeit sinkt dagegen (siehe Abb. 2.14) und liegt im Minimum bei etwa $200\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. An dieser Stelle tritt auch die Umkehrung der Entwicklung ein. Der LBV ist in der Ausbruchsphase. Abbildung 2.14 verdeutlicht die Entwicklung der Windgeschwindigkeit in der LBV-Phase näher. Zu Beginn der LBV-Phase (bei 3.348 10^6 Jahren) sinkt die Windgeschwindigkeit schnell ab, und erreicht bei 3.357 10^6 Jahren ihr Minimum. Die LBV-Phase endet bei einem Alter des Sterns von 3.363 10^6 Jahren. Der eigentliche LBV-Nebel entsteht unmittelbar nachdem die Windgeschwindigkeit wieder ansteigt ($\sim$ 3.357 10^6 Jahren) und mit dem älteren Wind wechselwirkt. Das Material der *interstellar bubble* und des alten, langsamen Windes steht dem LBV-Wind im Weg und komprimiert ihn. Der immer schnellere Wind schiebt das Material weiter zusammen, bis es sich in einer dünnen Schale, dem eigentlichen LBV-Nebel verdichtet. Die Autoren zeigen, daß diese Schale Rayleigh-Taylor- und Vishniac-Instabilitäten unterliegt und damit fragmentiern kann. Die Expansionsgeschwindigkeit des LBV-Nebels wird mit circa $240\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ angegeben.

Als wichtiges diagnostisches Mittel gilt die Elementhäufigkeit der LBV-Nebel. Wie schon erwähnt, sind im Gegensatz zu *interstellar bubble* LBV-Nebel Nebel um entwickelte Sterne. Durch eine Kombination von einem immer größer werdenen Konvektionsbereich des Sterns im Inneren und Abtragung der Sternhülle durch den Wind werden Schichten freigelegt, in denen vom CNO-Zyklus prozessiertes Material liegt. Der jetzt entstehende LBV-Nebel wird daher in Stickstoff und Helium angereichert, in Sauerstoff und Kohlenstoff abgereichert sein im Vergleich zu den ursprünglichen stellaren Häufigkeiten. Diese Häufigkeitsverteilung ergibt sich aus dem Effekt des CNO-Brennens im Gleichgewicht: mehr Helium ergibt sich aus dem Brennprozess, mehr Stickstoff (und damit verbunden weniger C, O) wird dadurch erreicht, daß im katalytischen Prozeß die Reaktion von ^{14}N zu ^{15}O die längste Reaktionszeit besitzt (3.2 10^8 Jahre) und damit einen *Engpass* darstellt. Im beschriebenen Modell wird in LBV-Nebel Stickstoff um einen Faktor 13 angereichert. Dieser hohe Stickstoffanteil, äußert sich in LBV-Nebel durch eine verstärkte Emission in den [N II]-Nebellinien. Ein hohes [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnis in Nebel weist daher auf eine Stickstoffüberhäufigkeit hin, beweist sie aber nicht eindeutig, da unterschiedliche Anregungsmechanismen die Linien erzeugen. Dadurch ist ein direkter Vergleich mit Hilfe des [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnisses um absolute Häufigkeiten abzuschätzen nicht geeigent.

Kapitel 3

Datenaufnahme und Datenanalyse

Some folks look through
telescopes and dream about
flying high above the stars
(Songtext)

Um möglichst viele und umfangreiche Informationen über die LBV-Nebel zu gewinnen, wurden im Zuge dieser Arbeit mehrere Datensätze aufgenommen und ausgewertet. Des weiteren wurden Datensätze aus den frei zugängigen Archiven des ESO-NTT, des HST und des ROSAT-Teleskops verwendet. Das Datenmaterial beinhaltet daher spektroskopische, *imaging*- und Röntgendaten. Es folgt eine kurze Beschreibung der einzelnen Datensätze, deren Reduktion und der Gerätekonfiguration des jeweils verwendeten Teleskops.

3.1 Eigene Beobachtungen

3.1.1 Imaging Daten von CTIO

Am Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) wurden CCD-Aufnahmen mit dem 0.9 m- sowie mit dem 0.6/0.9 m-Curtis Schmidt-Teleskop gemacht. Beide Teleskope wurden dafür im *imaging-mode* verwendet. Das Gesichtsfeld betrug $13\farcm5\times13\farcm5$ für das 0.9 m- und $1.15°\times1.15°$ beim Schmidt-Teleskop. Es wurden Aufnahmen mit diagnostischen Emissionslinienfiltern aufgenommen und Breitbandfilter zur Kontinuumskorrektur verwendet. Beim 0.9 m-Teleskop wurde ein Filtersatz aus einem schmallbandigem H_α-Filter (6563/75 Å)[1,2], einem [O III]-Filter (5007/44 Å) und den breitbandigen R- und B-Filtern (Johnson) verwendet. Der Filtersatz beim Schmidt-Teleskop bestand aus einem rotverschobenen H_α-Filter (6577/30 Å), einem [O III]- (5010/30 Å) und einem [S II]-Filter (6738/50 Å), sowie den dazugehörigen Kontinuumsfiltern im roten (6850/95 Å) und grünen (5130/55 Å). Das *seeing* war immer gut und betrug im besten Falle $0\farcs8$. In beiden Fällen diente ein 2048×2048 Tek-CCD-Chip zu Detektion. Zusätzlich zu den Objektbildern wurden die üblichen Korrekturframes aufgenommen: *skyflats*, *bias* und Standardfelder zur Flußeichung. Sie dienten in der üblicher Weise zur Korrektur und Reduktion der Bilder. Die Datenreduktion erfolgte unter IRAF.

3.1.2 Echelle-Spektroskopie mit dem 4m CTIO

Ein zentraler Punkt dieser Arbeit bestand aus der detaillierten Untersuchung der Kinematik der LBV-Nebel. Ziel war dabei, von möglichst vielen Teilen der Nebel kinematische Informationen zu gewinnen, um ein Modell der globalen Expansion aufzustellen. Gleichzeitig sollten aber auch die Bewegung kleinskaliger, individueller Strukturen der Nebel untersucht werden. Um dies zu erreichen, wurden hochaufgelöste Langspalt-Spektren verwendet. Durch systematische Verschiebung der Spaltpositionen wurden in allen Fällen die Nebel weitgehend abgedeckt. Eine hohe spektrale Auflösung sorgte dafür, besagte individuelle Strukturen zu identifizieren. Die Langspalt-Spektren wurden mit dem Echelle-Spektrographen des CTIO-4 m-Teleskops aufgenommen. Der Echellograph wurde dazu mit einem *post-slit*-H_α-Filter (6563 Å/75 Å) betrieben und der *cross-disperser* wurde durch einen flachen Spiegel ersetzt. Dies ermöglichte, einen Spalt mit einer Länge von circa $4'$ der durch Vignertierung[3] limitiert wurde. Der Bereich der gewählten Ordnung des Echelle-Spektrums enthielt damit die H_α-Linie bei 6563 Å, sowie die beiden verbotenen [N II]-Linien bei λ6548 Å und λ6583 Å. Es wurde das 79 l mm^{-1} Gitter ausgewählt und eine Spaltbreite von 250 μm bzw. 150 μm. Die instrumentelle Halbwertsbreite (full width of half maximum, FWHM) an der Stelle der H_α-Linie beträgt damit 14 km s^{-1} bzw. 10 km s^{-1} für den schmäleren Spalt. Es wurde die *long focus red*-Kamera für diese Konfiguration verwendet, da deren Empfindlichkeit besser im roten als im blauen Spektralbereich ist, zur Detektion wurde ein 2048×2048 Tek-CCD-Chip benutzt. Der räumliche Abbildungsmaßstab betrug $0\farcs26$ pro Pixel,

[1] In der hier verwendeten Notation wird erst die Zentralwellenlänge des Filters, dann seine Breite angegeben.

[2] Dieser Filter beeinhaltet auch die verbotenen Stickstoff-Linien bei λ6548 Å und λ6583 Å.

[3] Vignetierung ist ein optischer Effekt in Teleskopen, der dann auftritt, wenn das Abbildungsfeld des Teleskops kleiner ist als der CCD-Chip. Da das Teleskop eine feste Strahlenganglänge hat, ist hier die CCD-Fläche größer als das Bild, das im Brennpunkt abgebildet wird.

die Pixelgröße in der Dispersionsachse entspricht 0.08 Å (bzw. in Geschwindigkeit 3.75 $\mathrm{km\,s^{-1}}$/Pixel). Für die Wellenlängeneichung der Spektren wurden Thorium-Argon-Vergleichslampenspektren an den entsprechenden Positionen am Himmel aufgenommen, an der sich auch das Objekt befand. Zur Verbesserung dieser Eichung dienten auch mehrere Himmelslinien, die auf einigen (den länger belichteten) Spektren zu sehen sind. Himmelslinien sind Emissionslinien, die in der Erdatmosphäre entstehen und als guter lokaler Wellenlängen-Referenzpunkt gelten. Die Spektren unterliegen durch die optischen Abbildungseigenschaften des Teleskops in der Regel einer leichten Verzerrung, die durch die Vergleichslampen und Aufnahmen von Sternspektren korregiert werden können (siehe dazu: A User's Guide to Reducing Slit Spectra with IRAF).
Zur Datenreduktion dienten die Programmpakete *twodspec* (für zweidimensionale Spektren) und *longslit* (für Langspaltspektren) in IRAF. Ein typisches Echellogramm der Langspaltaufnahmen zeigt Abb. 3.1. In dieser Darstellung verläuft die räumliche Achse vertikal, die spektrale Achse horizontal. Das Spektrum zeigt die drei Linien in H_α und [N II]. In diesem Beispiel, einem Spektrum des Nebels um η Car (siehe Kapitel 4.3.2), zeigen sich Knoten, die rotverschoben sind. Um sich die Stärke der Dopplerverschiebung vorstellen zu können, seien hier zwei Beispiele gezeigt: der in Bild 3.1 markierte Knoten 1 entspricht einer Verschiebung von etwa 4.5 Å oder 200 $\mathrm{km\,s^{-1}}$; der Abstand der [N II]-Linien 6583 Å von H_α ist 20.7 Å und würde einer Dopplerverschiebung von $-944\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ entsprechen. Die Positionierung der Spalte war bei den einzelnen Objekten verschieden und wurde immer der bekannten Symmetrie des Nebels angepaßt. Die Beschreibung der Positionen erfolgt durch die Sternposition (wenn der Spalt auf einen Stern zentriert wurde) oder einer *offset*-Position, sowie der Angabe des Positionswinkel[4].

3.2 Archiv Daten

3.2.1 HST-Aufnahmen

Von einigen der LBV-Nebeln existieren inzwischen HST-Aufnahmen. Alle relevanten Aufnahmen wurden aus dem HST-Archiv, dem CADC[5]-Archiv oder dem ST-ECF[6]-Archiv entnommen. Es handelt sich bei den HST-Aufnahmen ausschließlich um Daten der Wide Field Planetary Camera 2 (WPFC2). Die Aufnahmen dieser Kamera

[4]Der Positionswinkel beschreibt die Lage eines Objektes (hier des Spaltes) am Himmel und wird von Norden ab gezählt, wobei ein Positionswinkel (*position angle, PA*) PA= 0° einen Verlauf des Spaltes von Nord nach Süd bedeutet. Der Positionswinkel nimmt mit einer Drehung in östliche Richtung hin zu. D.h. ein PA= 90° bedeutet eine Ost-West Ausrichtung.

[5]CADC: Canadian Astrophysical Data Center

[6]ST-ECF: Space Telescope European Coordination Facility

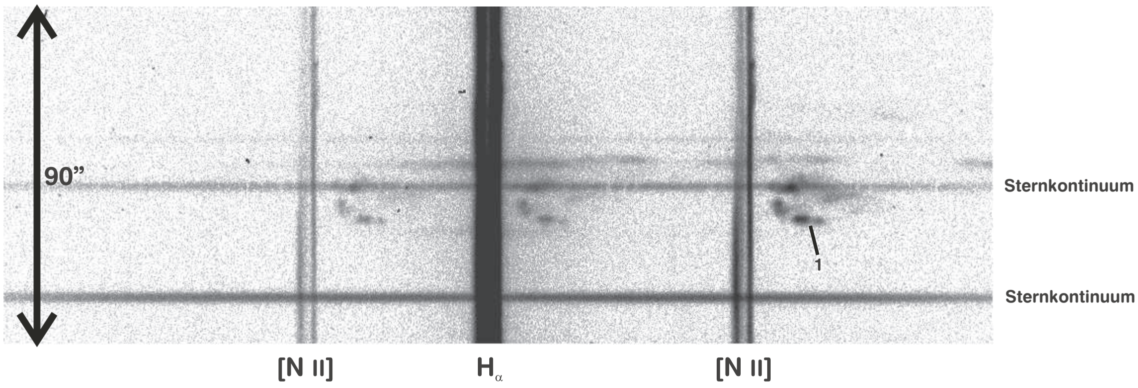


Abbildung 3.1: Diese Abbildung zeigt ein typisches Echellogramm der CTIO-4 m-Daten. Die räumliche Achse verläuft vertikal, die Spektrale horizontal. Der Ausschnitt ist 90″ hoch, und 80 Å breit, wobei das Spektrum auf die H_α-Linie (bei 6562 Å) zentriert wurde. Neben dem Kontinuum, das durch zwei Sterne erzeugt wird, sind mehrere rotverschobene Knoten zu sehen, die aus dem Nebel um η Car stammen.

sind in 4 Segmente unterteilt, davon 3 der Wide Field Camera (WFC), die Segmente WF2, WF3 und WF4, sowie einem Segment der Planetary Camera (PC). Die Aufteilung der Segmente zeigt Abb. 3.2, die aus dem HST Data Handbook entnommen wurde. Zusammengesetzt geben diese Ausschitte das klassische Muster das üblicherweise in HST-Bildern zu sehen ist (Abb. 3.2). Die Ausschnitte im Bereiche der Wide Field Camera haben einen Abbildungsmaßstab von 0.0996″/Pixel und jeweils eine Bildfeldgröße von 80″×80″. Der Abbildungsmaßstab der Planetary Camera ist mit 0.0455″/Pixel fast doppelt so hoch, sie besitzt dafür aber auch ein kleiners Bildfeld mit nur 36″×36″. Wie es bei HST Beobachtungen üblich ist, wurden alle Aufnahmen zweimal durchgeführt. Dieses Verfahren ist unter dem sogenannten *CR-split* (cosmic ray split) bekannt und sorgt dafür, daß durch einen Vergleich beider Bilder zwischen Signal und Kosmischer Strahlung unterschieden werden kann. Dazu mußten zunächt die jeweils zusammengehörigen Bilder zur Deckung gebracht werden. Leichte *offsets* zwischen den Bildern sind durch ungenaue Positionierung und Drift des Teleskops möglich. Danach wurden die Bilder auf Kosmische Strahlung korrigiert. Je nach Bedarf wurden hier die einzelnen Segmente (WFC, PC) mit Hilfe des Paketes *wmosaic* zusammengesetzt oder nicht. Da durch Drehung der Bilder sich die Auflösung leicht verschlechtert, wurden die Bilder nicht gedreht, sondern in der Position belassen, in der sie belichtet wurden. Diese Position wird bezüglich der Nord-Ost-Ausrichtung mit dem sogenannten *Rollangle*, bzw. dem PA_V3 angegeben (Definition des Winkels zeigt Abb. 3.2). In allen nicht-gedrehten Abbildungen wurde eine Nord-Ost-Vektor eingezeichnet, um die Orientierung des Bildes zu markieren.

Zur Analyse der Nebel wurden Aufnahmen in den Emissionslinienfiltern F656N

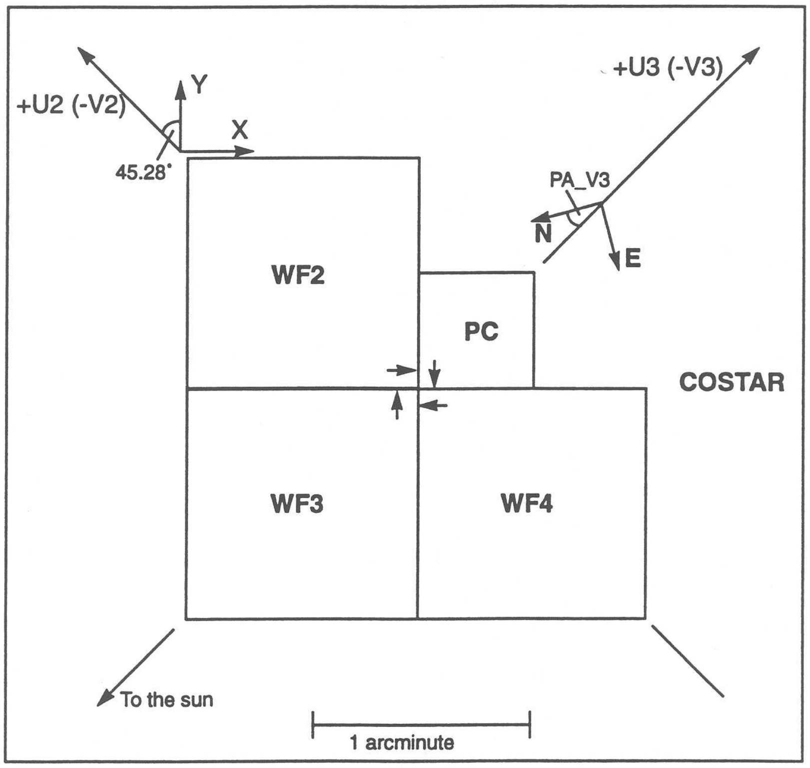


Abbildung 3.2: Diese Skizze aus dem HST Data Handbook verdeutlicht die Zusammensetzung und Orientierung einer HST-Aufnahme. Neben der Nomenklatur der Bildunterteilungen (WF2-4, PC) markiert der Rollwinkel (PA_V3) die relative Bildlage in Bezug auf die Nord-Ostausrichtung.

(H_α) und F658N ([N II]) verwendet und in besagter Weise von mir neu ausgewertet. Weitere Aufnahmen in den Filtern F336W (U), F375N ([O II]), F410M (V), F502N ([O III]), und F1042M (NIR), die von η Car gemacht wurden, seien hier der Vollständigkeit halber erwähnt. Sie wurden in erster Linie für Farbbilder des Homunkulus verwendet und bezüglich dieser Arbeit nicht näher analysiert. Die Endungen M, N und W stehen für die Filterbreiten Medium=Mittel, Narrow=Schmalband, Wide=Breitband, jeweils in Klammern wurde eine grobe Zuordnung der Filter zu bekannten Filtersystemen gegeben. Alle Bilder wurden mit Hilfe des Programmpaketes IRAF/STSDAS ausgewertet. Mitunter wurden mehrere Bilder eines Filters kombiniert, um ein besseres Signal-zu-Rauschen zu erhalten und *bleeding*-Effekte[7] auf dem CCD zu korrigieren. Es sei an dieser Stelle auch erwähnt, daß bei den Aufnahmen von η Car durch die hohen Dopplerverschiebungen einzelner Komponenten

[7]Bleeding entsteht durch das Auslaufen der Ladung im CCD-Chip senkrecht zur Ausleserichtung. Das Auslaufen produziert einen Bereich mit saturierten Pixeln auf dem CCD und führt damit zur Zerstörung der Information in den betroffenen Pixeln.

des Nebels die Filter F656N und F658N nicht mehr eindeutige H_α- und [N II]-Filter darstellen.

3.2.2 NTT-Aufnahmen

Da nicht alle LBV-Nebel mit dem HST beobachtet wurden, wurden zusätzlich Aufnahmen des ESO-3.58 m-*New Technology Telescopes* (NTT) verwendet. Die benötigten Daten wurden aus dem NTT-Archiv bei ESO entnommen und in IRAF reduziert. Dabei dienten Kalibrationsaufnahmen aus derselben Nacht zur *flatfield* und *bias*-Korrektur. Die verwendeten Bilder wurden mit dem *Superb Seeing Imager* (SUSI) unter Verwendung eines Coronographen[8] gemacht, wodurch ein rundes Bildfeld von etwa $50''$ Durchmesser entstand. Der Abbildungsmaßstab der Bilder betrug $0\farcs122$/Pixel und das *seeing* wurde anhand der Bilder auf $0\farcs85$ abgeschätzt. Durch den Coronographen deckt ein Balken, der quer über das Bildfeld läuft, Teile des Bildes ab. Es wurden H_α, [N II] und ein roter Kontinuumsfilter verwendet. Genauere Angaben über die Filter können an dieser Stelle nicht gemacht werden, da mangelnde Dokumentation im NTT-Archiv und ein unvollständiger Bildheader die genauen Parameter der Filter nicht angeben.

3.2.3 ROSAT-Aufnahmen

Der 1991 gestartete *Röntgensatellit* (ROSAT) beobachtete mit zwei verschienen Instrumenten, dem *Position Sensitive Proportional Counter* (PSPC) und dem *High Resolution Imager* (HRI). Beide Instrumente sind empfindlich für weiche Röntgenstrahlung im Energiebereich von etwa 0.1 bis 2.4 keV. Während mit dem PSPC Informationen über die Energieverteilung gewonnen werden können (bei 1.5 keV ist die Auflösung 0.4 keV), besitzt der HRI keine Energieauflösung, dafür aber eine wesentlich höhere räumliche Auflösung (HRI $\sim 5''$ im Vergleich zu PSPC $\sim 25''$). Bautechnisch bedingt ist die Hintergrundzählrate des HRI deutlich höher als die des PSPC, was erheblich zur Absenkung der effektive Empfindlichkeit des HRI für ausgedehnte Objekte gegenüber des PSPC beiträgt. Durch die schlechtere räumliche Auflösung des PSPCs erscheinen in diesen Aufnahmen die LBV-Nebel lediglich als marginal ausgedehnte Quellen. Daher wurden für die Analyse der Röntgenemission ausschließlich die Daten des HRI verwendet. Alle in dieser Arbeit analysierten HRI Datensätze stammen aus dem ROSAT-Archiv des *Max-Planck-Institutes für Extraterrestrische Physik* (Garching). Die komplette Datenreduktion erfolgte mit dem IRAF/PROS Programmpaket.

[8]Coronographen sind Geräte, die wie der Name schon sagt, ursprünglich für die Beobachtung der Sonnencorona verwendet wurden. Dieses Prinzip, mit Hilfe eines Balken oder Punktes das helle Zentralobjekt abzublenden, wurde auch hier angewendet.

Die Datensätze wurden, um ein optimales Signal zu Rauschen zu bekommen, zunächst auf Phasen in der Beobachtung untersucht, in denen der Hintergrund erhöht war. Um ein möglichst gute räumliche Auflösung zu erhalten wurden die Zentrierung der einzelnen Beobachtungsintervalle (*observational intervals*, OBIs) untersucht. Schwankungen um die gegebene Sollposition können durch den zeitweisen Verlust eines *Guides*-Sternes auftreten. Um eine möglichst gleichmäßige Ausleuchtung des Bildfeldes zu erreichen wird der Satellit während jeder OBI mehrfach kontrolliert entlang einer Achse bewegt (sogenanntes *wobbeln*). Auch dadurch können Positionsschwankugen entstehen, wenn der Satellit nicht exakt zu seiner Startposition zurückkehrt. Beide Effekte können zu eine Elongation oder Verschmierung der Quellen führen. Um dies zu beheben, wurden Bilder der einzelenen OBIs erstellt und mögliche Verschiebungen durch Überprüfung heller Röntgenquellen bestimmt. Die dabei gemessenen Verschiebung lagen zwischen $1'' - 4''$ und wurden entsprechend korrigiert. Anschließend wurde aus den so korrigierten Daten die Bilder neu zusammengesetzt. Alle Bilder wurden mit einem Faktor zwei gebinnet, so daß ein Abbildungsmaßstab von $1''$ pro Pixel erreicht wurde. Gleichzeitig wurden die Bilder mit einem Gaussfilter (σ=0.5 Pixel) geglättet um den Kontrast für schwache ausgedehnte Strukturen zu erhöhen, ohne daß ein merklicher Verlust in räumlicher Auflösung entstand.

Kapitel 4

η Carinae und der Homunkulus-Nebel

In the midst of this vast stratum of stars
occurs the bright star η Argus,
an object in itself of no ordinary interest
on account of the singular changes
its lustre has undergone within the periode
of authentic astronomy.
J.F.W. Herschel 1847

4.1 Der Stern η Car im Carina-Nebel

Im Sagittarius-Carina-Spiralarm unserer Galaxis liegt eine der schönsten und größten H II-Regionen unsere Milchstraße, der Carina-Nebel (NGC 3372). Mit einer Ausdehnung von etwa $3° \times 3°$ und einer hohen Flächenhelligkeit ist er am Südhimmel schon mit bloßem Auge gut erkennbar. Einen Ausschnitt von circa $1.2° \times 1.2°$ aus dieser Region zeigt Abb. 4.1. Dieses Bild wurde von mir 1996 mit dem Curtis-Schmidt-Teleskop des CTIO gemacht und wurde aus drei Aufnahmen in den Emissionslinienfilter H_α (rot), [O III] (grün) und [S II] (blau) zusammengesetzt. Die in Klammern angegebenen Farben geben die Zuordnung der Filter zu den RGB-Farben an, die für die Farbkombination von Abb. 4.1 verwendet wurden. Das Bild zeigt eindrucksvoll die Carina-Region, mit dem für sie charakteristischen V-förmigen Staubband im Vordergrund. Für die Ionisation des Gases und die große Helligkeit des Nebels sind in erster Linien die 8 jungen Sternhaufen verantwortlich, die in dieser Region liegen und insgesamt über 36 heiße O-Sterne besitzen. Die größten und jüngsten Haufen sind Trumpler 14 (Tr 14), Trumpler 16 (Tr 16) und Collinder 228 (Cr 228),

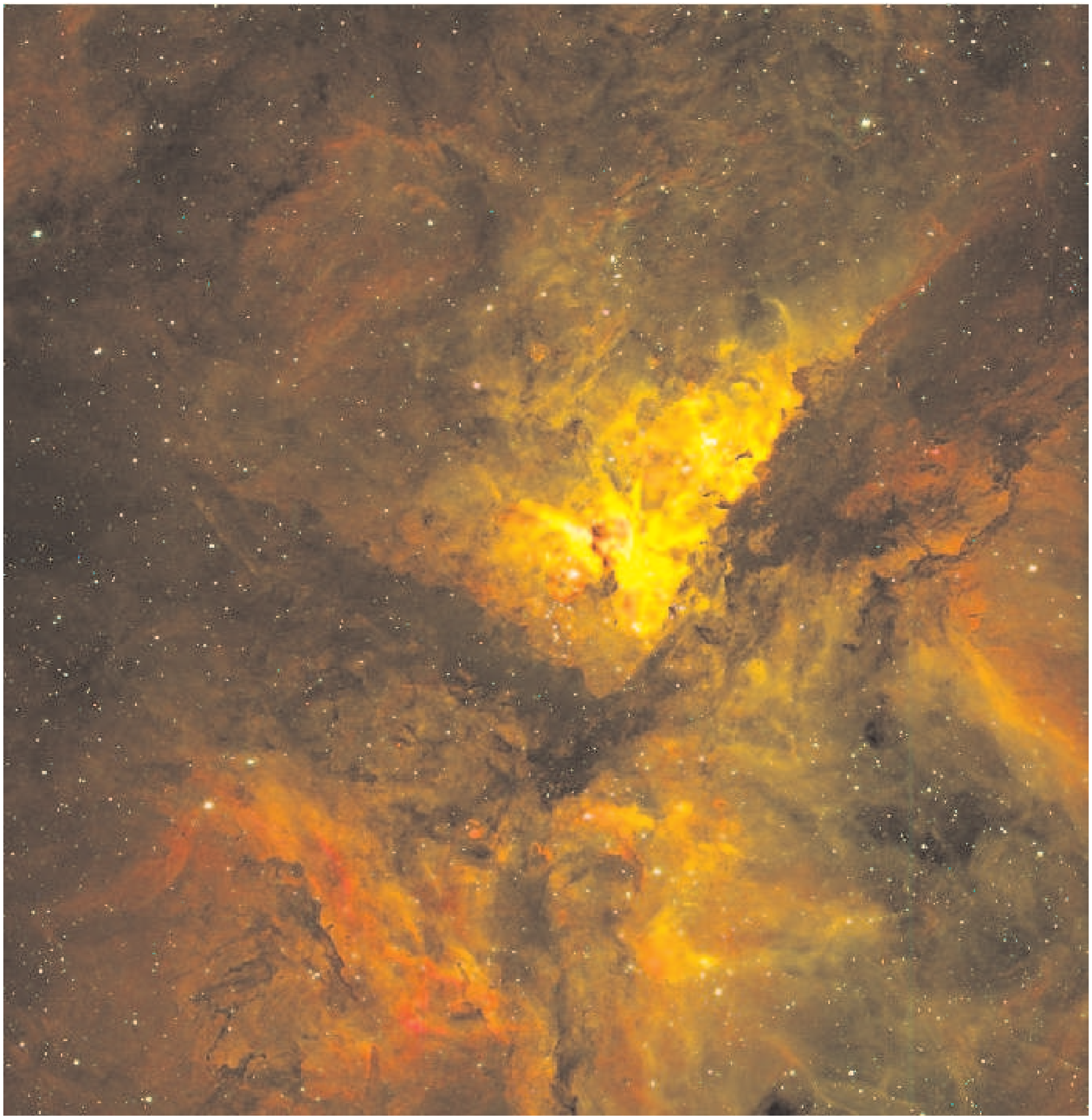


Abbildung 4.1: Das Bild, das von mir mit Hilfe des CTIO-Schmidt-Teleskops gemacht wurde, besteht aus einer Kombination von Aufnahmen in den Emissionslinienfiltern H_α (rot), [O III] (grün) und [S II] (blau). Das gesamte Bildfeld hier beträgt circa $1.2° \times 1.2°$

alle nur wenige 10^6 Jahre alt. Analysen zu den Haufen findet man z.B. in Walborn (1973), Massey & Johnson (1993), Feinstein (1995) und Walborn (1995). Mehrere Untersuchungen des Nebels zeigen neben der Ionisationsstruktur der Region (Deharveng & Maucherat 1975), die Verteilung von Molekülen (Dickel 1974, Dickel & Wall 1974) und die IR/Radio-Emission des geheizten Staubes (Harvey et al. 1979, Ghosh et al. 1988, Whiteoak 1994). Analysen des kälteren Gases zeigen außerdem, daß noch heute Sterne in der Carina-Region gebildet werden (Megeath et al. 1996). Für eine gute Zusammenstellung über die unterschiedlichsten Aspekte bezüglich der Carina-Region wird hier auf den Konferenzband 'The η Carinae region: A laboratory of stellar evolution' (RevMex SdC 2) verwiesen. Mit photometrischen Studien wurde mehrfach versucht, die Entfernung der Carina-Region und ihrer Haufen zu bestimmen (z.B. Thé et al. 1980, Taipa et al. 1988, Cudworth et al. 1993, Walborn 1995). Dabei erzielte man immer wieder sehr unterschiedliche Ergebnisse, die etwa von 2 bis 3 kpc reichen. Eines der Hauptprobleme bei dieser Bestimmung ist die Rötung, die sich schon zwischen einzelnen Sternen in der Region stark unterscheiden kann (Thé et al. 1980). Im weiteren Verlaufe dieser Arbeit wird für die Entfernung der Carina-Region ein mittlerer Wert von 2.3 kpc angenommen (in Anlehnung an Davidson & Humphreys 1997).

Es zeigt sich, daß unter den O-Sternen der Haufen in der Carina-Region sich mindestens 6 Objekte befinden, die als O3 klassifiziert sind und von denen jeder auf nahezu $100\,M_\odot$ geschätzt wird. Auch die Tatsache, daß mehrere Wolf-Rayet-Sterne gefunden wurden, deutet darauf hin, daß es in der Region eine ungewöhnlich hohe Anzahl sehr massereicher Sterne gibt (siehe z.B. Massey & Johnson 1993). Damit ist die Carina-Region eine der besten Umgebungen, um die Entstehung und Entwicklung von massereichen Sternen zu studieren.

Der wohl massereichste und ungewöhnlichste Stern dieser Gegend ist η Carinae. Mit einer momentanen Masse von $120\,M_\odot$ und einer Leuchtkraft von $10^{6.7}\,L_\odot$ (1.9×10^{40} erg s^{-1}) bildet er als Stern der Superlative die Spitze des HRD. η Car ist Mitglied des offenen Haufens Trumpler 16 und liegt nahezu im Zentrum der Carina-Region unmittelbar in der Nähe des *Keyhole*-Nebels. Der Nebel, der die Form eines alten Schlüssellochs hat – was ihm seinen Namen einbrachte – sowie der Stern η Car sind auf Abb. 4.2 zu sehen. Die Abbildung zeigt links eine aktuelle CCD-Aufnahme des *Keyhole*-Nebels die von mir am 0.9 m-Teleskop (CTIO) unter sehr guten *seeing*-Bedingungen (etwa $0''\!.8$) gewonnen wurde, rechts eine alte maßstabsgetreue Handzeichnung von John Herschel. Am unteren Bildrand der CCD-Aufnahme sind noch Teile des V-förmigen Staubbandes der Carina-Region zu erkennen. η Car selber erscheint als ausgedehnte Quelle östlich vom *Keyhole*-Nebel.

Unser Wissen über η Carinae geht etwa bis auf das Jahr 1600 zurück. Damals wurde der Stern noch als η Argus oder η Navis bezeichnet. Zu der Zeit, ebenso wie 1677 (Edmont Halley), notierte man die Helligkeit des Sterns mit etwa 4^{m} (siehe

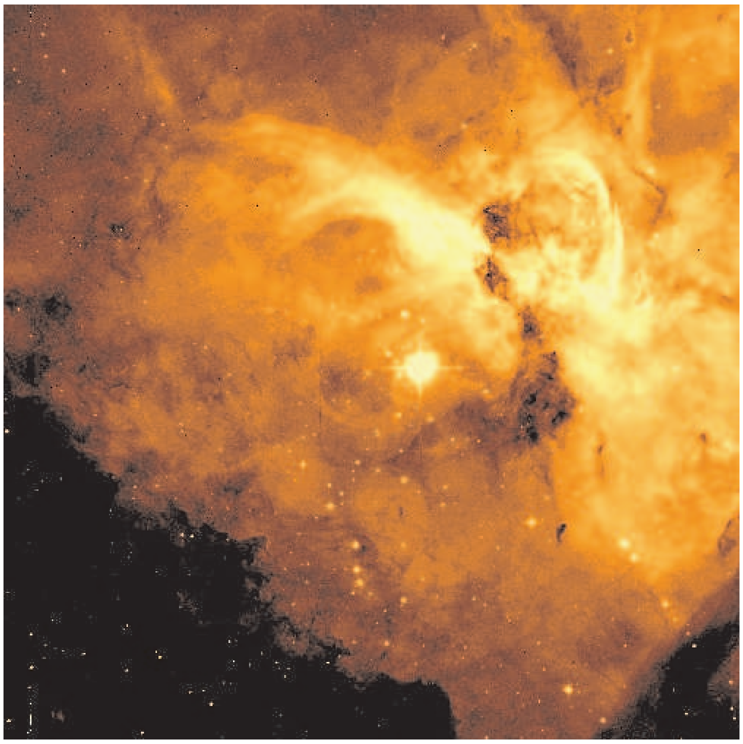
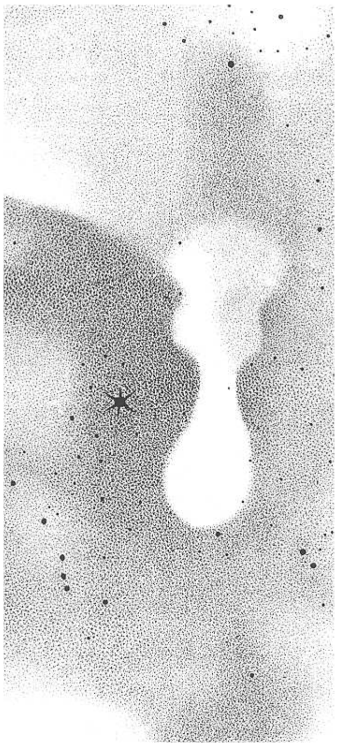



Abbildung 4.2: *Links*: Eine H_α-Aufnahme mit dem CTIO-0.9 m-Teleskop vom *Keyhole*-Nebel. Der Stern η Car ist als ausgedehnte Quelle östlich des Nebels zu sehen. Das Bild zeigt etwa $13'\!.5 \times 13'\!.5$, Norden ist oben, Osten links. *Rechts*: Eine handgefertigte maßstabsgetreue Zeichnung von John Herschel aus der Zeit um 1840 zeigt den *Keyhole*-Nebel im Vergleich zu heute unter veränderter Beleuchtung.

Abb. 4.3). Gegen Ende des 17. Jahrhunderts wurde eine Erhöhung der visuellen Helligkeit auf 2^{m} festgestellt. Diesen Wert notiert Lacaille auch noch 1752. Ab 1822 werden dann erstmal häufiger Beobachtungen des Stern notiert und es stellt sich sein extrem variabler Charakter heraus. Die von Humphreys et al. (1999) mühsam zusammengestellte Lichtkurve in Abb. 4.3 aller bekannten Meßwerte verdeutlicht dieses Verhalten gut. Am dramatischsten änderte sich die visuelle Helligkeit von η Car im Jahr 1843. Zu dieser Zeit wurde er mit einer Helligkeit von -1^{m} der zweithellste Stern am Himmel (nach Sirius). Diese Anstieg wird im allgemeinen als *giant eruption* bezeichnet. Nach 1856 nimmt die Helligkeit von η Car schnell und stetig ab, bis sich zwischen 1887 und 1895 ein neuer, kleiner Ausbruch zeigt. Danach bleibt der Stern wieder bei einer niedrigeren Helligkeit von 8^{m}, zeigt aber in jüngster Zeit einen erneuten Anstieg und wird im Moment bei etwa 5^{m} notiert. Die Diskussion der Lichtkurve geht insbesondere auf folgenden Arbeiten zurück: Innes (1903), Gratton (1963), Viotti (1995), van Genderen & Thé (1984), van Genderen et al. (1995), Sterken (1996), Humphreys et al. (1999).

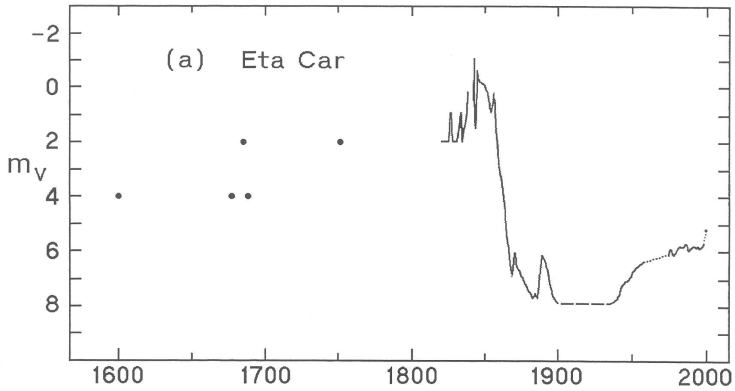


Abbildung 4.3: Die Lichtkurve des Sterns η Car, zusammengestellt aus alten Aufzeichnungen. Die unterschiedlichsten LBV-typischen Variabilitäten sind erkennbar, ebenso wie die *giant eruption* 1843. (Bildquelle : Humphreys et al. 1999)

Außer den historischen Aufzeichnungen der visuellen Helligkeiten existiert auch eine Zeichnung der η Carinae-Region. In den Jahren zwischen 1834 und 1838 hielt sich Sir John Herschel in Kapstadt auf und zeichnete seine Beobachtungen auf. Eindruckvoll belegt seine handgefertigte Zeichnung (Abb. 4.2 rechts) des *Keyhole*-Nebels und des heller geworderen Sterns das Ereignis um 1840. Ein Vergleich mit heutigen CCD-Aufnahmen (wie z.B. in Abb. 4.2 links) zeigt, daß die Form des *Keyhole*-Nebels wie sie Herschel zeichnete, leicht verschieden von der heutigen Form ist. Um 1840 erscheint besonders der süd-östliche Teil des *Keyhole*-Nebels wesentlich heller, die gesamte Schlüsselloch-ähnliche Form erscheint wesentlich prägnanter. In heutigen Aufnahmen dagegen ist diese Form schwerer zu erkennen, da sich die Ionisations- und Beleuchtungsstruktur des Nebels scheinbar geändert hat und ein geringerer Kontrast zum Hintergrund existiert. Es wird vermutet, daß das unterschiedliche Aussehen des *Keyhole*-Nebels auf die verstärkte Helligkeit von η Car um 1843 zurückzuführen ist. Der hellere Stern leuchtete damals seine Umgebung weiter aus und sorgte für eine im Vergleich zu heute unterschiedlich Beleuchtung des *Keyhole*-Nebels. Auch Bewegungen von Gas im *Keyhole*-Nebel können dafür sorgen, daß sich seine scheinbare Form ändert. Es sei in diesem Zusammenhang auch auf die Arbeit von Deharveng & Maucherat (1975) verwiesen. In dieser Arbeit vergleichen die Autoren optische Aufnahmen und kinematische Analysen des Gebietes um η Car, den *Keyhole*-Nebel eingeschlossen. Sie finden dabei eine großräumige Expansion, die scheinbar auf η Car zentriert ist. Dies deutet ebenfalls auf einen möglichen Einfluß von η Car auf die Entwicklung des *Keyhole*-Nebels hin.

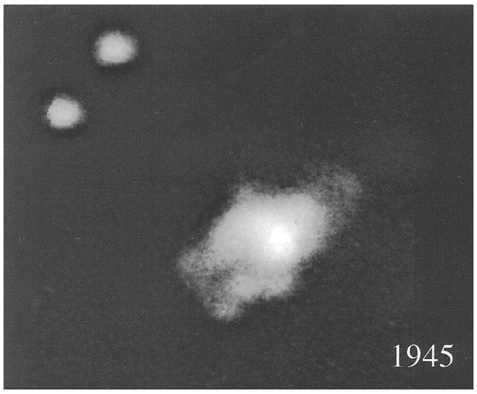
Ende des 19. Jahrhunderts konnten erstmals spektroskopische Untersuchungen von η Car gewonnen werden. Etwa 1870 notierte Le Sueur Messungen des visuellen

Spektrums und fand darin die Emissionslinien von H_α, H_β, He I und Fe II. Mit dem *Harvard objective prism* wurden dann zwischen 1892 und 1903 mehrere Spektren gewonnen, die in späteren Veröffentlichungen diskutiert wurden (Hoffleit 1933, Whitney 1952 und Walborn & Liller 1977). Aufzeichnungen zufolge war danach das Spektrum vom 2. Juni 1893 ein Absorptionslinienspektrum, dem eines **frühen F-Typs** recht ähnlich. Alle weiteren Spektren, die folgten, zeigen η Car allerdings als reichhaltiges Emissionslinienspektrum, unter anderem mit Linien mit P Cygni-Profils. Neuere Untersuchungen dazu findet man in Zanella et al. (1984) und Viotti (1995). Durch leichte Änderungen der Ionisations- und Anregungsbedingungen im Stern ist selbst heute noch das Spektrum von η Car variabel und zeigt Veränderungen in den Linienstärken. Insgesamt aber wird das Spektrum von η Car durch unzählige Eisenlinien dominiert (überwiegend [Fe II] und Fe II, wie es für LBVs charakteristisch ist, siehe Kapitel 2.2), zeigt aber auch Balmerlinien bis hinzu H_{17} (mehrheitlich mit P Cygni-Profil), neutrale atomare Linien (Na I, O I, Fe I, He I) ebenso wie hochionisierte Elemente: [Fe III], [Ne III], N III], C IV, He II und N V. Eine besondere Eigenschaft der hochangeregten Linien ist, daß einige darunter ([S III], [Ar III], [Ne III], [Fe III], [N II]) eine strenge Periodizität ihrer Variabilität aufweisen, die 5.52 Jahre dauert. Sie scheinen in einem festen Intervall aufzutauchen und wieder zu verschwinden. Im gleichen Rhythmus werden andere Linien mal schwächer, mal stärker, wiederrum andere Linien scheinen erst dann aufzutauchen, wenn die ersteren verschwunden sind. Dieses spektroskopische Ereignis, wie es in der Literatur genannt wird, führte zu der Vermutung, daß η Carinae ein Doppelstern-System ist (Damineli 1996, Damineli et al. 1997, Stahl & Damineli 1998). Die stellaren und Bahnparameter werden dabei wie folgt abgeschätzt: M_1 liegt zwischen $64 - 68$ $M_\odot$, M_2 bei 65 bis 71 $M_\odot$, Leuchtkraftverhältnis $1.6 \leq L_1/L_2 \leq 2.2$ und die stark exzentrische Bahn hat eine Neigung i zwischen 65° und 80°. Bisher ist nicht eindeutig geklärt, ob η Carinae ein Doppelstern-System ist oder die streng periodischen Linienschwankungen einen anderen Ursprung haben. Für den weiteren Verlauf der Arbeit ist aber die Dopplersternnatur von η Car nicht relevant. Nahezu alle Untersuchungen und Betrachtungen von η Car wurden auf einer weitaus größeren Skala und Entfernung vom Stern/von den Sternen gemacht. Es wird daher davon ausgegangen, daß sich für die Analysen der Arbeit η Car wie ein Einzelstern verhält. Dennoch wird eine Diskussion der in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse, sowie deren Auslegung unter Berücksichtigung das η Car ein Doppelsterns-System in Kap. 7.2 gegeben werden.

4.2 Der Homunkulus-Nebel

Erstmals 1938 erwähnte van den Bos bei seinen Untersuchungen von η Car ein *Nebel Halo*. Erst einige Jahre später wird dieser Fund unabhängig von Gaviola (1946, 1950) und Thackeray (1949, 1950) bestätigt. Eine der ersten Aufnahmen dieses zirkumstellaren Nebels um η Car stammt von Gaviola (1950), der eine detaillierte Untersuchung der Isophotenkarte machte. Die seltsame Form des Nebels (der damaligen Aufnahmen) führt dazu, daß Gaviola ihn als 'Manikin' bzw. **Homunkulus** bezeichnet. Eine historische Aufnahme von Gaviola aus dem Jahr 1945 in Abb. 4.4 links zeigt den Homunkulus-Nebel zur Zeit seiner Entdeckung. In den darauffolgenden Jahren wurden weitere Aufnahmen und Untersuchungen des Nebels gemacht. Insbesondere eine Arbeit von Walborn (1976) zeigt, daß der Nebel um η Car erheblich größer ist, und mehr als nur den Homunkulus beinhaltet. Seine Skizze (siehe Abb. 4.4 rechts) des Nebels zeigt den zentralen Bereich, der mit dem von Gaviola gefundenen Homunkulus übereinstimmt, aber auch eine größere Anzahl an Knoten und Filamenten außerhalb des Homunkulus. Die von ihm definierte Nomenklatur der Knoten (z.B. *S condensation, W arc*, usw.) ist heute noch gebräuchlich. Mit dem Aufkommen neuer Beobachtungstechniken entstanden verbesserte Aufnahmen des Homunkulus. Abb. 4.5 zeigt ein Bild des Homunkulus aus dem Jahre 1985, das mit Hilfe der sogenannten *shift-und-add*-Methode aus 200 Einzelbildern (0.25s Belichtungszeit) gewonnen wurde. Deutlich zeigt sich hier die bipolare Natur des Homunkulus, die durch zwei sich ausdehnende Kugeln entsteht, die durch eine *äquatoriale Scheibe* getrennt werden (Bild und Beschreibung siehe Duschl et al. 1995). Die Ebene dieser Scheibe wird durch die sogenannten *streamers* definiert, die radial nach außen verlaufen. Dieses Modell wird durch die neueren Aufnahmen des Hubble Space Telescopes unterstützt. Die HST-Bilder zeigen eindeutig die bipolare Struktur des Nebels, die äquatoriale Scheibe, sowie eine größere Anzahl an Knoten und Filamenten unter denen sich auch die von Walborn (1976) definierten Objekte befinden. Es zeigt sich, daß einige der dort klassifizierten Knoten aus mehreren Unterstrukturen bestehen. Abb. 4.6 zeigt eine Komposition von drei HST-Bildern, aufgenommen mit der WF3, in den Filtern F656N (H_α, rot), F410M (V, grün) und F336W (U, blau). Diese Aufnahmen wurden aus dem frei-zugänglichen HST-Archiv entnommen, und von mir neu reduziert und zusammengesetzt. Die Kompositaufnahme sowie der Vergleich einzelner Bilder zeigen, daß der Homunkulus in allen Filtern zu sehen ist, die äußeren Knoten und Filamente sind aber fast ausschließlich in F656N(H_α)- und F658N([N II])-Filtern zu sehen.

Schon Gaviola war aufgefallen, daß sich der Homunkulus-Nebel ausdehnt. Er vergleicht seine Aufnahmen mit älteren Messungen in denen Teile des Nebels als zusätzlich stellare Komponenten identifiziert wurden. Unter der Annahme, daß seine Zuordnung der helleren Nebelknoten zu diesen Komponenten stimmt, ermittelt er eine Expansionsrate von einigen Bogensekunden pro Jahr. Eine detaillierte Analyse zur Eigenbewegung der Knoten findet man bei Ringuelet (1958) und Gratton (1963). Sie kommen auf Geschwindigkeiten von etwa $300\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ unter einer Annahme der Entfernung von 1.4 kpc. Mit der weiteren Entfernung von 2.3 kpc für η Car, die heute gewöhnlich verwendet wird, erhöht sich diese Geschwindigkeit auf circa



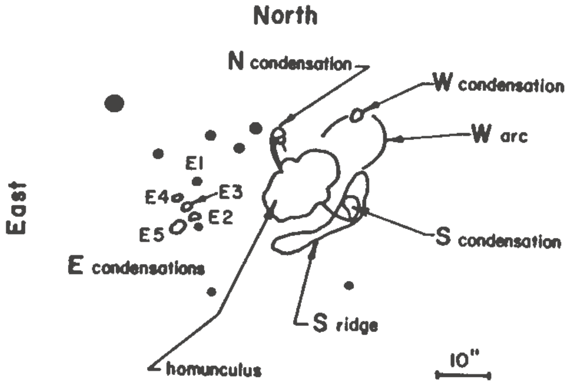


Abbildung 4.4: *Links:* Eine historische Aufnahme von Gaviola zeigt die Entdeckung des Nebels um η Car. Die ungewöhnliche Form brachte ihm den Namen Homunkulus ein. *Rechts:* In späteren Aufnahmen zeigten sich neben dem Homunkulus weitere Knoten und filamentartige Strukturen im Nebel um η Car. Diese Skizze von Walborn (1976) legt noch heute die Nomenklatur der wichtigsten Strukturen fest.

$500\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Weitere, auf eine längere Zeitspanne (10−15 Jahre) basierende Untersuchungen zur Eigenbewegung liefert eine Serie von Publikationen (Walborn 1976, Walborn et al. 1978, Walborn & Blanco 1988), in der Tangentialgeschwindigkeiten des Homunkulus und der äußeren Knoten zwischen $280\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und $1360\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ gemessen wurden. Die modernsten Messungen der Eigenbewegung des Homunkulus basieren auf den vom HST gewonnen wurden Daten. Currie et al. (1996) und Currie & Dowling (1999) verwenden dafür HST-Aufnahmen, die aus der Zeit vor der Reparatur des HST (WFPC1) wie auch danach (WFPC2) stammen, um eine möglichst große Zeitspanne abzudecken. Die Autoren schließen aus diesen Daten, daß der gesamte Homunkulus, ebenso wie die *N condensation* (siehe Abb. 4.4 rechts) bei der *giant eruption* um 1843 entstanden sind. Das aus den Daten ermittelte Ursprungsdatum liegt bei 1841.2 ± 4. Die tangentiale Expansionsgeschwindigkeit steigt linear mit der Entfernung vom Zentralsstern an. Die gemessenen Tangentialgeschwindigkeiten liegen zwischen 10 und $1000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Einen interessanten Vergleich zur Bestimmung der Eigenbewegung des Homunkulus machen Smith & Gehrz (1998), indem sie alte Photoplatten (inklusive der Aufnahme von Gaviola 1945, siehe Abb. 4.4 links) mit den heutigen HST-Aufnahmen vergleichen. Für diesen Vergleich wählen sie mehrere hellere Knoten im Homunkulus aus, die auf allen Bildern zu sehen sind. Die unterschiedliche Auflösung der Bilder, insbesondere der HST-Bilder, korrigieren die Autoren indem sie die HST-Bilder ausschmieren und somit eine Auflösung des HST-Bildes bekommen, das dem *seeing* der anderen Bilder entspricht. Diese Betrachtung liefert die Erkenntnis, daß die beiden Kugeln des Homunkulus bei der *giant eruption* etwa 1843 entstanden sind. Die Entstehung der äquatorialen Scheibe findet aber

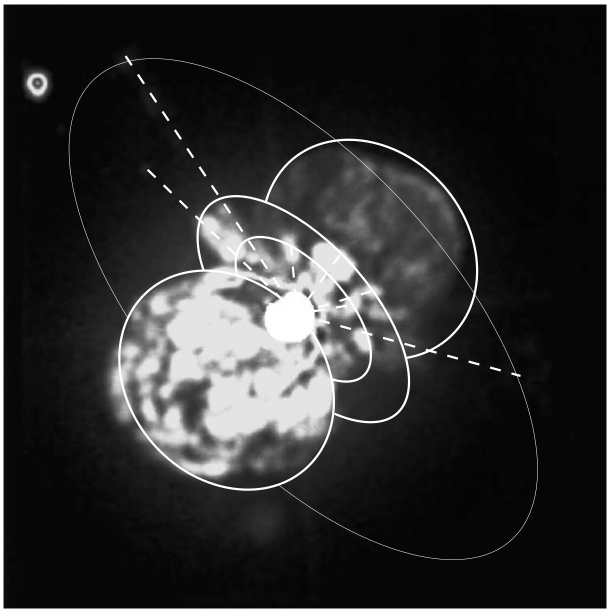


Abbildung 4.5: Eine Aufnahme mit der *shift-und-add*-Methode zeigt die bipolare Form des Homunkulus. Das morphologische Modell von η Car, das mit Hilfe von Konturen verdeutlicht wird, beinhaltet neben den expandierenden Kugel eine äquatoriale Scheibe und die sogenannten *streames*.

nach diesen Messungen später statt und wird mit dem kleineren Helligkeitsausbruch von η Car um 1890 in Verbindung gebracht.

Spektroskopische Aufnahmen zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten im Homunkulus waren durch das starke Streulicht schwieriger zu bekommen. Eine der besten frühen Resultate erzielte Thackeray (1961), er maß Radialgeschwindigkeiten von etwa $850\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ für die erlaubten Emissionslinien und $220\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ für die verbotenen. Seine Überlegung, daß die erlaubten Linien eine Radialgeschwindigkeit zeigten, die sich aus einer Expansions- und einer gestreuten Komponente zusammensetzten, führt dazu, daß er eine Expansionsgeschwindigkeit des Nebels von $630\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ ableitet. Neuste Untersuchungen der Radialgeschwindigkeiten verwenden meist Langspalt-Spektren zur Analyse des η Carinae-Nebels. Durch die räumliche Auflösung lassen sich damit auch die vielzähligen Knoten in den äußeren Bereichen des Nebels messen. Erste Studien dieser Art stammen von Meaburn (1994) und Meaburn et al. (1987, 1993a, 1993b, 1996). Die auf diese Art ermittelten Radialgeschwindigkeiten reichen von $250\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bis hin zu $-1200\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ (eventuell auch $-1450\,\mathrm{km\,s^{-1}}$). Fabry-Perot Messungen (Walborn et al. 1991) unterstützen diese Werte.

Es war lange Zeit unklar, was den Stern η Car dazu veranlaßt hatte, um 1843 seine visuelle Helligkeit so extrem zu ändern und wie es zur Ausbildung des Nebels

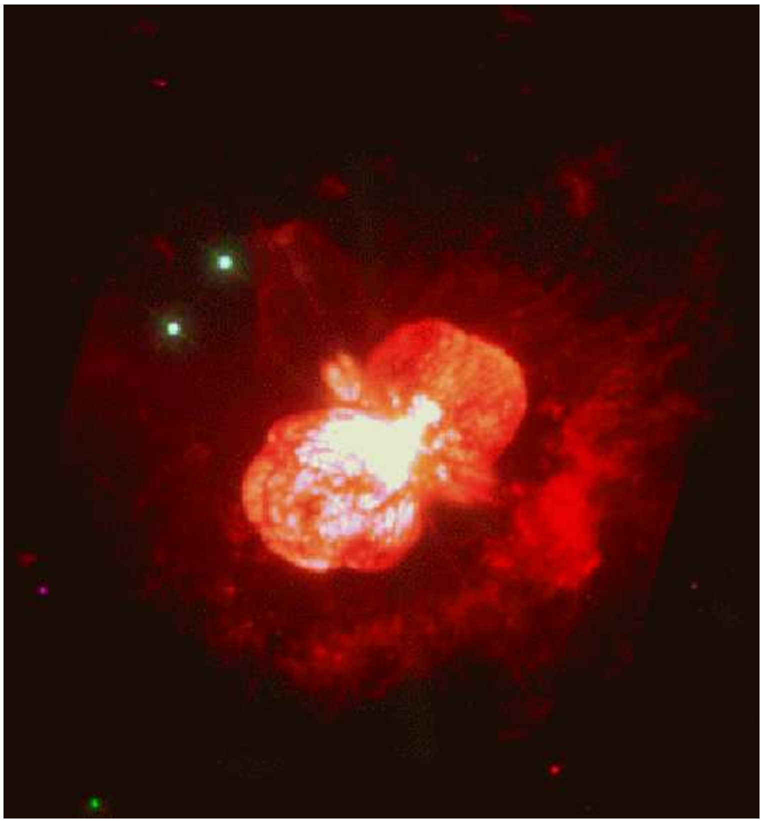


Abbildung 4.6: Eine HST-Aufnahme, zusammengesetzt aus Aufnahmen in den Filtern F656N (rot), F410M (grün) und F336W (blau). Der bipolare Homunkulus, die äquatoriale Scheibe und der äußere, sehr filamentäre Teil des Nebels sind gut erkennbar.

kam. Naheliegende Interpretation, wie z.B. daß er eine langsame Supernova darstelle (Thackeray 1956, Ostricker & Gunn 1971) oder einen massereicher Stern in seiner Entstehung sei (Gratton 1963) hielten den neueren Analysen genausowenig stand wie Modelle, in denen η Car als akktretionsbetriebene Quelle (Bath 1979) oder ein in Staub eingebetter Verursacher von kosmischer Strahlung angesehen wird (Borgwald & Friedländer 1993). Heute zählt η Car zur Klasse der LBVs und stellt darunter wahrscheinlich den massereichsten Vertreter dar. Für den Fall, daß das Doppelsternszenario sich bewahrheitet, stellt die Hauptkomponente des Systems immer noch einen der massereichsten LBVs dar. Als eine der wenigen durchlebte η Car eine *giant eruption*. Bemerkenswert ist weiterhin, daß die gemessenen Expansionsgeschwindigkeiten des LBV-Nebels von η Car die höchsten Geschwindigkeiten sind die von einem LBV-Nebel bekannt sind. Mit Geschwindigkeiten um die $1\,000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ ist er schneller als alle anderen und weit entfernt von den Expansionsgeschwindigkeiten der Nebel um P Cygni (Barlow et al. 1994) und HR Car (Weis et al. 1997a), die mit etwa $100-150\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ die nächstschnellsten sind. Es ist bisher noch unklar, ob die hohen Geschwindigkeiten in η Car daher resultieren, daß die *giant eruption* erst kürzlich war (1843) und der Nebel durch späteres Abbremsen ähnliche Expansionsgeschwindigkeiten wie die anderen Nebel zeigt oder ob der Ausbruch in η Car stärker war als der anderen LBVs und die extremen Geschwindigkeiten des LBV-Nebel instrisisch höher sind.

4.3 Morphologie und Kinematik des äußeren Nebels um η Car

Unter Verwendung von HST-Archivdaten, die von mir neu bearbeitet und analysiert wurden, sowie von mir am 4 m-Teleskop (CTIO) durchgeführen Langspalt-Messungen wurde eine detaillierte Studie des Nebels um η Carinae unternommen. Dabei wurden in erster Linien die äußeren Bereiche analysiert und nicht der zentrale Homunkulus. Hierbei wird die Definition verwendet, daß es sich beim Homunkulus nur um den bipolaren inneren Nebel von η Car handelt, der aus den Kugeln und der äquatorialen Scheibe besteht. Die morphologischen und kinematischen Analysen decken beide Male einen Bereich von circa $1' \times 1'$ um den Stern η Car ab. Es zeigt sich, daß dies auch ungefähr dem Bereich entspricht, der von η Car durch die Ausbildung seines LBV-Nebels beeinflußt wurde.

4.3.1 Morphologie des äußeren Nebels

Zur Analyse der Morphologie des Nebels um η Car wurden mehrere HST-Aufnahmen verwendet, die in den Filtern F656N (H_α) und F658N ([N II] 6583 Å) gemacht wurden. Es wurden jeweils alle komplett reduzierten Bilder desselben Filters und Rollwinkels belichtungszeitgewichtet kombiniert. Das endgültig Bild bestand aus der Kombination von drei Bildern mit den Belichtungszeiten 0.11, 4 und 200 Sekunden. Mit dieser Kombination wurde vor allem erreicht, daß Bereiche des Bildes, die durch *bleeding* unbrauchbar gemacht wurden, Signale eines Bildes erhielten, das durch geringere Belichtungszeit nicht dem *bleeding* unterlag. Das vollständig reduzierte und aus den Einzelsegmenten des HST zusammengesetzte Bild von η Car und seiner Umgebung zeigt Abb. 4.7. Das für das HST typische Bildformat zeigt einen Ausschnitt von etwa $160'' \times 160''$. Zur besseren Orientierung wurde das Bild so gedreht, daß nach üblicher Konvention Norden oben und Osten links ist. Es zeigt sich außerdem, daß der Nebel um η Car, inklusive des Homunkulus, komplett durch das Aufnahmefeld der WF3 abgedeckt wurde (zur Benennung der HST-Bildelemente siehe Kap. 3, insbesondere Abb. 3.2). Für eine bessere Übersicht wird daher nur dieser Teil des HST-Bildes verwendet. Ein Problem bei den Analysen der HST-Bilder bilden auch die verwendeten Filter. Wie schon aus der Literatur bekannt und wie es sich auch in

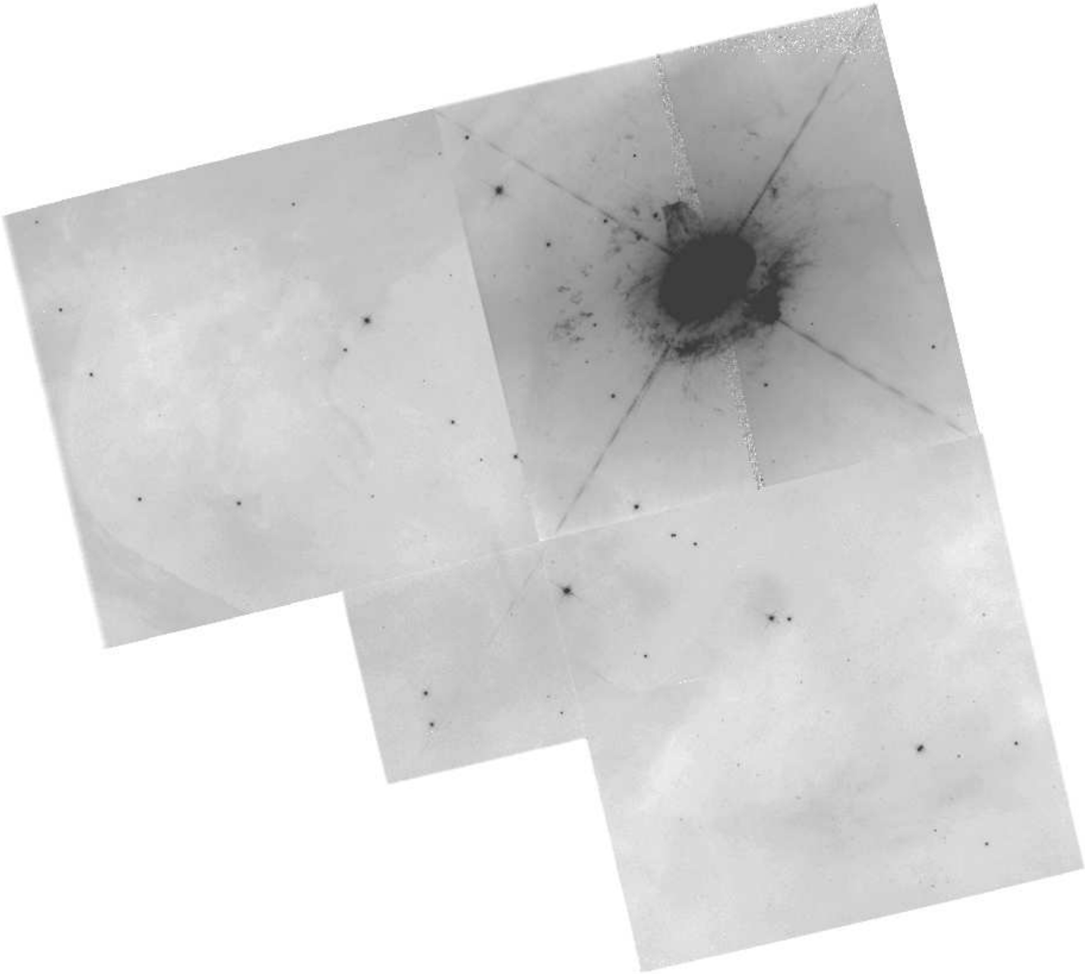


Abbildung 4.7: Eine Aufnahme von η Carinae und seinem Nebel im F656N-Filter zeigt diesmal das komplette Feld, das mit dem HST abdeckt werden kann. Es diente hier zur Verdeutlichung des größeren Umfeldes von η Car und zur Orientierung der Lage des Homunkulus. Aus diesem Grunde wurde dieses Bild auch gedreht, was, wie mehrfach erwähnt, für andere Bilder wegen des Verlusts an Auflösung nicht durchgeführt wurde. In diesem Bild ist dann tatsächlich auch Norden oben und Osten links.

den weiteren Analysen zeigt wird, liegen die radialen Geschwindigkeiten der Strukturen im Nebel um η Car bei Werten von $500\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bis $1000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Durch die dem entsprechende Rot- bzw. Blauverschiebung kommt es aber dazu, daß Emission in [N II] (6583 Å) bis an die Position der H_α-Linien bei 6562 Å hin verschoben wurde. Diese Verschiebung führt dann dazu, daß im HST-Filter F656N, der urpsrünglich H_α detektieren sollte, auch größere Anteile stark blauverschobener [N II] (6583 Å)- oder rotverschobener [N II] (6548 Å)-Emission gemessen wird. Die Filter F656N und F658N sind daher keine eindeutigen H_α- und [N II]-Filter mehr. Dies verhindert auch,

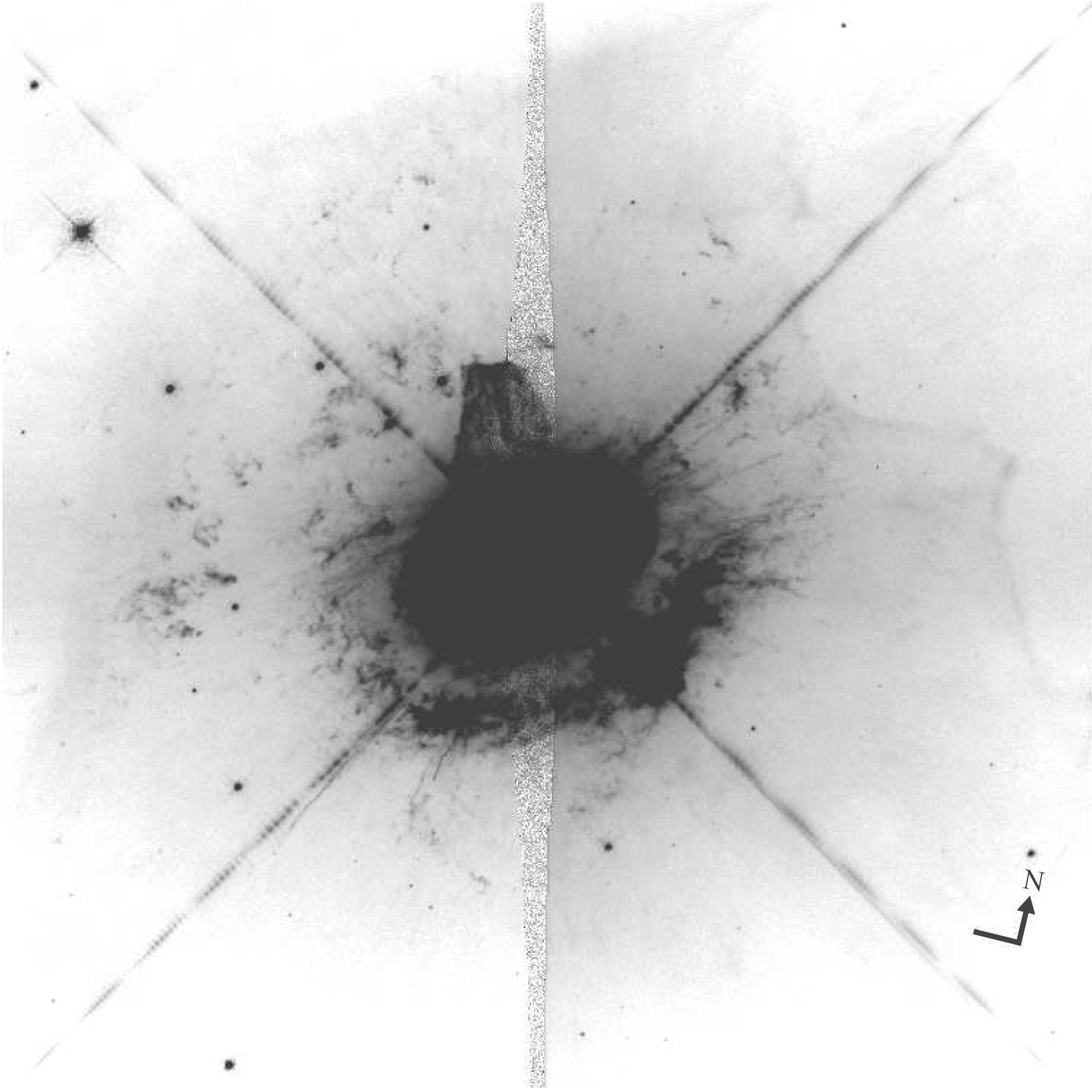


Abbildung 4.8: Eine Aufnahme des HST zeigt den Homunkulus um η Carinae in H_α (F656N Filter). Sehr deutlich zeigt sich der äußere filemantäre Nebel, der aus einer großen Anzahl verschiedenst geformter Knoten und Strukturen besteht.

daß Flußmessungen auf den einzelnen Bildern gemacht werden konnten.

Das WF3-Bild der HST-F656N-Aufnahme ist in Abb. 4.8 dargestellt. Der Bildausschnitt ist hier $80'' \times 80''$ groß, ein Nord-Ost-Vektor markiert die Himmelsrichtungen. Bei dieser Darstellung wurde in erster Linie versucht, die schwachen filamentarigen Strukturen im äußen Bereich des Nebels gut sichtbar zu machen. Der bipolare Teil des Nebels, also der Homunkulus, erscheint daher schwerer erkennbar im Zentrum, und wirkt nahezu elliptisch. Eine bessere Abbildung des Homunkulus

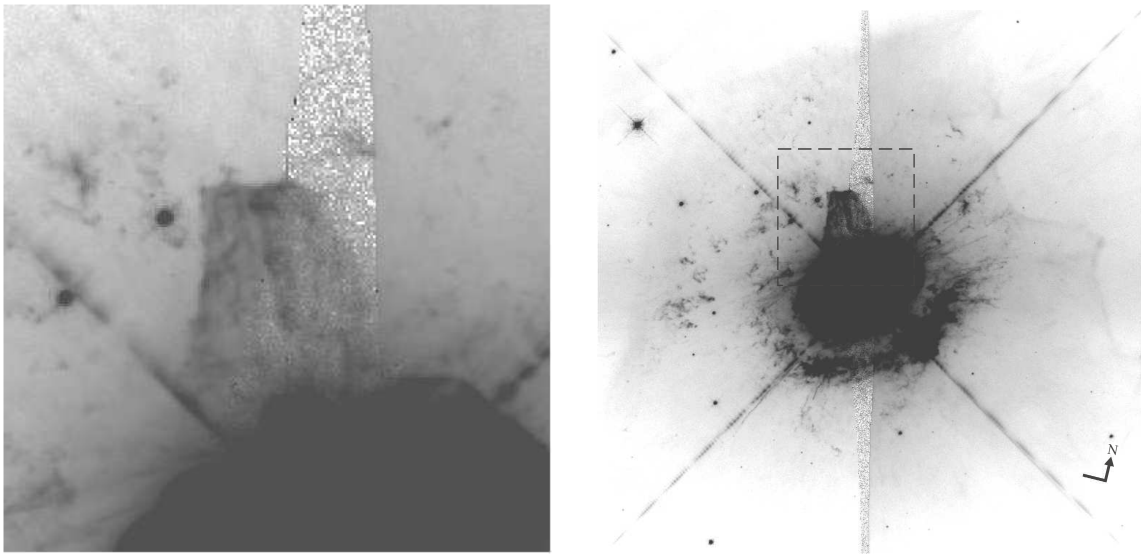


Abbildung 4.9: *Links:* Ein vergrößerter Ausschnitt aus dem HST-Bild zeigt die *N condensation*. Der Ausschnitt hier ist etwa $20'' \times 20''$. *Rechts:* Das HST-Bild des kompletten Nebels um η Carinae zeigt die Lage des Ausschnittes.

zeigt Abb. 4.6. Bei einem Vergleich zwischen dem HST-Bild (Abb. 4.8) und der Skizze von Nolan Walborn (Abb. 4.4, rechts) findet man zum einen all die von ihm definierten Knoten und Strukturen wieder, zum anderen zeigt sich, daß die meisten der Knoten in weitere kleinere Einzelstrukturen unterteilt sind. Zum Beispiel zerfällt der als E4 klassifizierte Knoten in der *E condensation* in $3 - 5$ hellere und mehrere schwächere Einzelobjekte. Das HST-Bild illustriert sehr deutlich, daß der äußere Nebel um η Car aus einer unzähligen Menge von Knoten und kleinskaligen Strukturen besteht, die die unterschiedlichsten Größen und Formen haben. Die Knoten verteilen sich gleichmäßig um η Car, wobei die am weitesten entfernten Knoten einen Abstand von etwa maximal $30''$ erreichen. Es ist allerdings nicht auszuschliessen, daß es Knoten gibt, die weiter entfernt liegen. Da viele der Knoten und Filamente eine sehr schwache Flächenhelligkeit besitzten, können leicht einige Knoten übersehen werden oder unterhalb des Detektionslimit liegen.

Im folgenden sollen die wichtigsten Strukturen im Nebel näher beschrieben werden. In nord-östlicher Richtung dominiert eine Struktur den Nebel, die als *N condensation* bezeichnet wird (siehe 4.4 rechts). Die Struktur bildet eine etwa dreieckige Form (Abb. 4.8, Abb. 4.9) und wurde bisher mehrfach als Jet gedeutet (z.B. Meaburn 1993b). Die Lage und Ausrichtung der *N condensation* ist ähnlich der der inneren äquatorialen Scheibe. Es kann daher auch vermutet werden, daß diese Struktur eine Verlängerung der Scheibe darstellt. In diesem Falle wäre die *N condensation* einer der sogenannten *streamer* (siehe Duschl et al. 1995 und Abb. 4.5), und würde eine weit größerer Scheibenstruktur um η Car ausbilden als bisher vermutet. Die

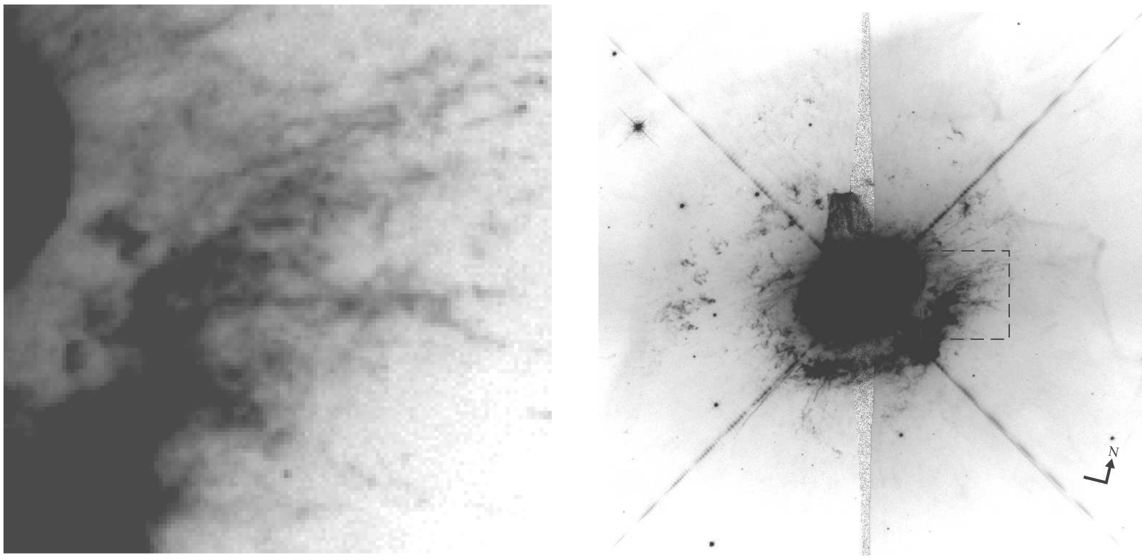


Abbildung 4.10: *Links:* Diese Vergrößerung aus dem HST-Bild bildet einen Teilbereich des Kranzes im nord-westlichen Teil des Nebels ab. Der Ausschnitt erfaßt einen Bereich von etwa $13'' \times 13''$. *Rechts:* Das HST-Bild des kompletten Nebels um η Carinae zeigt wieder die Lage des Ausschnittes.

HST-Aufnahmen der *N condensation* in Abb. 4.9 zeigen, daß diese Struktur ein zusammenhängendes Gebilde darstellt, das starke, knotenartige Flächenhelligkeitsvariationen aufweist. Das Ende dieser Struktur (mitunter auch als *NN jet* bezeichnet) läuft nicht, wie man für Jets erwarten würde, spitz zu, sondern bildet eine $3''.38$ (oder 0.038 pc) breite Front. Die komplette *N condensation* erstreckt sich über $7''.56$ (0.084 pc) und ist an der breitesten Stelle (nahe des Homunkulus) etwa $7''.27$ (0.081 pc) im Durchmesser. Durch die Mitte der gesamten Struktur zieht sich ein schmaler Bereich stärkerer Flächenhelligkeit.

Unmittelbar um den inneren bipolaren Homunkulus erstreckt sich eine kranzähnlich Struktur, die am auffälligsten und hellsten im Süd-Westen des Nebels sichtbar wird. Dieser Teil wird häufig als die *S ridge* bezeichnet (Abb. 4.4, rechts) und bildet nur einen Teilbereich dieses Kranzes. Der Kranz hat einen Abstand vom Zentralstern von etwa $11''.25$ (0.125 pc) und besteht aus einer unzählbaren Menge an kleinen Filamenten, die sich in erster Linie radial von Zentrum nach außen erstrecken. Die kleineren Filamente bestehen aus Klumpen, die häufig die Form von Bögen, Strahlen oder dünnen fadenähnlichen Strukturen besitzten. Einige dieser fadenähnlichen Objekte erreichen erstaunliche Dimensionen. Sie werden von mir als *Strings* bezeichnet und werden in einem separaten Abschnitt (Kapitel 4.4) ausführlicher diskutiert. Die meisten Klumpen erreichen aber typische Dimensionen von $1-2''$ ($0.01-0.02$ pc). Es kann an dieser Stelle nicht ausgeschlossen werden, daß einige der Knoten noch wesentlich kleinskaliger sind und daher auch vom HST nicht aufgelößt werden. Die

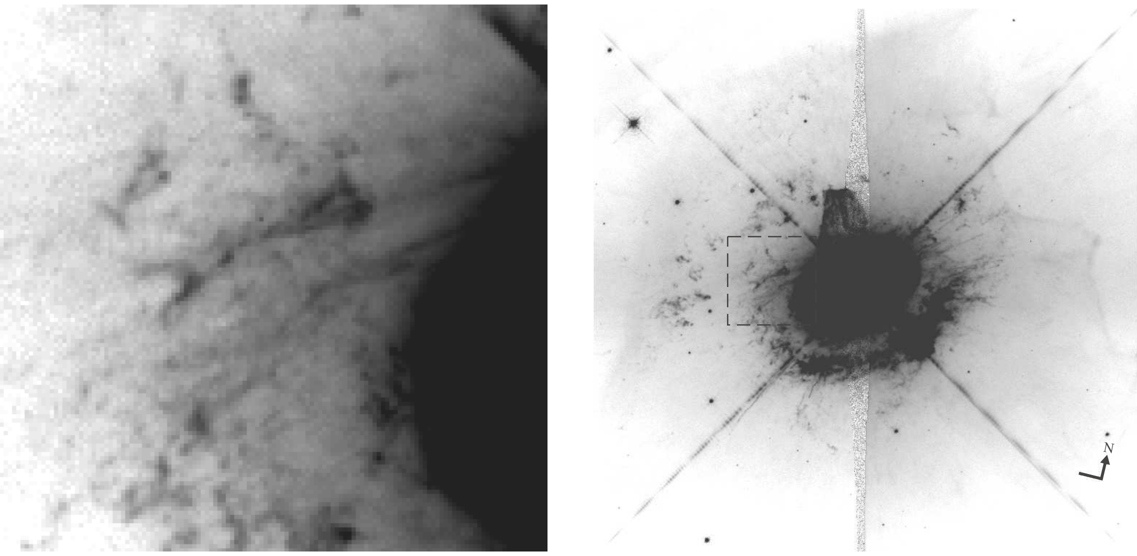


Abbildung 4.11: *Links:* Hier werden die als Bögen bezeichneten Teilstrukturen des Kranzes vergrößert dargestellt. Diese Strukturen liegen im Nord-Osten des Nebels, der Bildauschnitt ist $13'' \times 13''$. *Rechts:* Das HST-Bild des kompletten Nebels um η Carinae verdeutlicht wieder die Lage des Ausschnittes, der links gezeigt wurde.

Knotendichte und die Flächenhelligkeit des Kranzes ist in der *S ridge* am höchsten. In dieser Region liegen die Knoten extrem dicht beieinander, was einerseits durch die erhöhte Knotendichte erreicht wird, zum anderen aber auch durch Projektion erfolgen kann. Knoten aus verschiedenenen Ebenen des Kranzes wirken projiziert wie auf einer einzigen Fläche und erhöhen die beobachtete Dichte an Knoten.

Im Osten des Nebels zeigen sich im Kranz leicht gekrümmte, zusammenhängende Objekte, die ihrem Aussehen entsprechend hier als Bögen bezeichnet werden. Abb. 4.11 zeigt die beiden identifizierten Bogen-Strukturen. Diese Bögen sind jeweils $5\farcs75$ (0.064 pc) lang und maximal $1\farcs3$ (0.014 pc) breit. Ihre Breite erscheint im inneren Bereich (näher an η Car) breiter zu sein als außen.

Noch weiter entfernt vom Stern als der Kranz besteht der äußere filamentäre Nebel aus isolierteren und meist schwächeren Knoten. Die hellsten und bekanntesten unter diesen äußeren Knoten sind die *E condensation* und die *W condensation*. Die *E condensation*, wie sie einst von Walborn (Abb. 4.4 rechts) klassifiziert wurde, besteht aus 5 einzelnene Knoten (E1–E5). Betrachtet man sich diese Knoten auf den HST-Bildern (Abb. 4.12), so zeigt sich, daß selbst diese 5 Knoten in noch kleinere Unterstrukturen zerfallen. Die Zuordnung, der einzelnen Unterstrukturen zu den E1- bis E5-Knoten, wurde in Abb. 4.12 dargestellt. Dabei wurde die Einteilung von mir so gewählt, daß nur die Knoten in unmittelbarere Nähe von E1 bis E5 zugeordenet wurden. Knoten die auch zwischen E1 und E5 sichtbar wurden, wurden daher keinem der E1–E5 Klumpen zugeteilt. Es zeigt sich, daß sich die kleineren

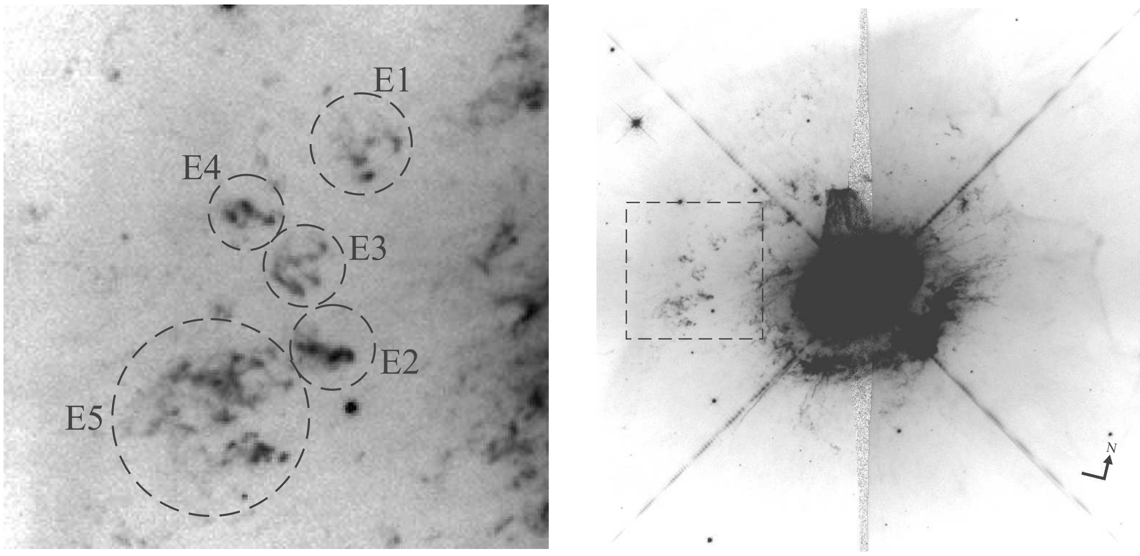


Abbildung 4.12: *Links:* Diese circa $20'' \times 20''$ große Vergrößerung aus dem HST-Bild illustriert den Bereich, der als *E condensation* bekannt ist, im Detail. Das Gebiet wurde ursprünglich in 5 Knoten (E1−E5) eingeteilt, die, wie das Bild verdeutlicht, ihrereseits wieder in mehrere Unterstrukturen zerfallen. Eine mögliche Zuordung dieser Unterstrukturen zu den E1 bis E5 wurde durch eine Markierung (gestrichelte Kreise) gegeben. *Rechts:* Das HST-Bild des kompletten Nebels um η Carinae zeigt wieder die Lage des Ausschnittes, der links gezeigt wurde.

Elemente nahezu kreisförmig anordenen. E1 besteht danach aus 4 helleren Knoten, E2 aus 4, E3 aus 5−6 und E4 aus 3 − 5. Der E5-Knoten setzt sich aus 3 kleinern Gruppen zusammen, die jeweils aus 6 bis 8 helleren Knoten bestehen. Alle Klumpen der *E condensation* besitzten neben den erwähnten hellen Knoten auch eine größere Anzahl an schwachen Knoten. Die Knoten sind z.T. so schwach, daß sie kaum vom Hintergrund unterschieden werden konnten, daher war auch keine zuverlässige Zählung der schwachen Knoten möglich. Es ist weiter wahrscheinlich, daß eine gewisse Menge an schwachen Knoten dieser Region sogar unterhalb des Detektionslimits liegen und damit nicht gesehen werden konnten.

Auch die *W condensation* zerfällt in einzelne kleinere Strukturen, die erst neuerdings durch die höchaufgelößte HST-Bilder im Detaill identifiziert werden können. Außer den Bögen, die im inneren Kranz gefunden wurden, gibt es weitere bogenförmige Strukturen im äußeren Nebel. Walborn klassifiziert (Abb. 4.4, rechts) schon den *W arc*, eine ähnliche Struktur nur $6''$(0.06 pc) davon entfernt in südlicher Richtung zeigt dieselbe Morphologie. Beide *arcs* sind sehr schwach und können in den HST-Bilder (z.B. Abb. 4.8) die hier abgedruckt wurden, nicht gut identifiziert werden.

Fast genau im Süden schließt sich direkt an den Kranz eine Sammlung von

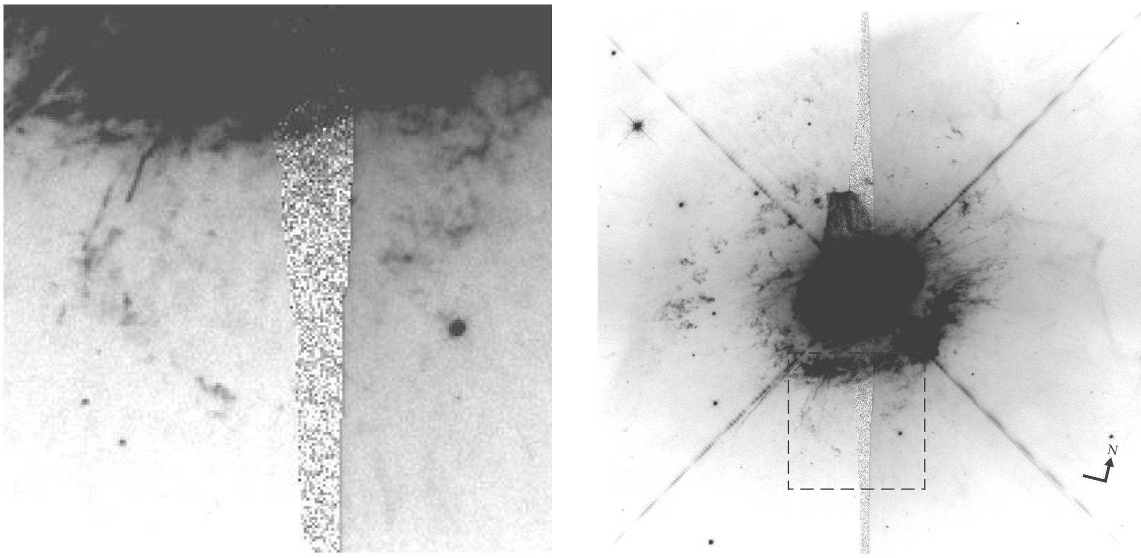


Abbildung 4.13: *Links:* Im Süden schließt sich eine Ansammlung an Knoten an den Kranz der Nebels an, die scheinbar einer kreisförmigen Verteilung folgt. Durch die Bildmitte zieht sich ein Bereich schlechteren Signal-zu-Rauschens, das dadurch entsteht, daß dieser Bereich dem *bleeding* in der Aufnahme der längsten Belichtung unterlag. Eine wesentlich kürzer belichtetere Aufnahme ersetzte das Signal an dieser Stelle. Der Bildauschnitt ist hier ungefähr $20'' \times 20''$. *Rechts:* Das HST-Bild des kompletten Nebels um η Carinae verdeutlicht wieder die Lage des Ausschnittes, der links gezeigt wurde.

Knoten an, die kreisförmig verteilt scheint, als ob sie eine blasen-ähnliches Gebilde formen würden (Abb. 4.13). Geht man von dieser Form einer Blase aus, so hat die gesamte Struktur einen Durchmesser von etwa $11\overset{''}{.}45$ oder 0.127 pc.

Neben diesen morphologisch sehr auffälligen Strukturen verteilen sich Knoten verschiedenster Größen, Formen und Flächenhelligkeiten großräumig um η Car. Exemplarisch hierfür wurde in Abb. 4.14 ein Gebiet des äußeren Nebels abbgebildet, das eine typische Knotenverteilung darstellt. Auf einem Gebiet von circa $10'' \times 10''$ befinden sich hier etwa 28 Knoten mit Größen zwischen $0\overset{''}{.}5-2''$(0.005−0.02 pc). Die Anzahl der Knoten auf diesem Auschnitt ist sehr schwierig zu bestimmen, da, wie die Abbildung zeigt, extrem schwache Knoten kaum vom Hintergrund getrennt werden können, oder es bei einige Knoten unklar ist, ob sie zusammenhängen oder nicht.

Insgesamt ist der äußerer Nebel, im Gegensatz zum innerern Homunkulus, eine nicht zusammenhängendes Gebilde, das sich aus einer größeren Anzahl von kleinen Knoten zusammensetzt, die wiederum selber in noch kleineren Unterstrukturen unterteilbar sind. Der äußere Nebel besizt keine klare Morphologie. Die Knoten sind auf einem Umkreis von $30''$ bzw. 0.3 pc um den Zentralstern nahezu gleichmäßig verteilt. Einige Gebiete weisen eine erhöhte Anzahl an Knoten auf, die eine höhere Flächenhelligkeit besitzen, so z.B. die *E condensation.* Unmittelbar um den Homun-

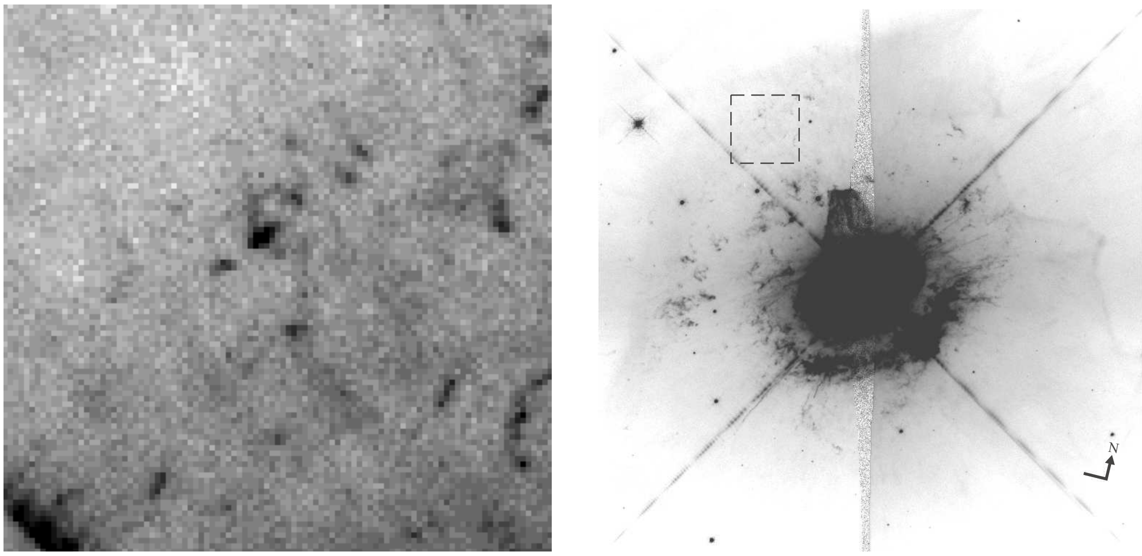


Abbildung 4.14: *Links:* Diese Vergrößerung aus der HST-Aufnahme zeigt einen typischen Bereich im äußere Teil des Nebels um η Car. Das Gebiet von knapp $10'' \times 10''$ illustriert, wie sich Knoten verschiedener Größen im äußeren Nebel verteilen. *Rechts:* Das HST-Bild des kompletten Nebels um η Carinae zeigt wieder die Lage des Ausschnittes.

kulus existiert ein erhöhte Ansammlung an Knoten in einer kranzähnliche Struktur, die im Süden am hellsten ist, und dort als *S ridge* bezeichnet wird. In Norden bildet die *N condesation* eine jet-artige Struktur, kann aber auch als eine Bestandteil einer vergrößerten äquatorialen Scheibe gedeutet werden. Es zeigt sich also, daß Walborns Einteilung zwar sinnvoll ist, aber eben doch durch damalige Beobachtungsgrenzen bestimmt ist.

4.3.2 Eine großräumige Analyse der Kinematik des äußeren Nebels

Um die Morphologie und dabei besonders die 3-dimensionale Struktur des äußerern Nebels um η Car besser zu verstehen, wurden kinematische Analysen gemacht. Radialgeschwindigkeitsmessungen sollen weitere Hinweise auf die Verteilung der Knoten und mögliche Zusammenhänge zwischen ihnen zeigen. Zu diesem Zweck wurde von mir mit dem 4 m-Blanco-Teleskop des CTIO hochaufgelößte Langspalt-Echelle-Spektren gewonnen. Diese Beobachtungsmethode hat den Vorteil, daß neben der hohen kinematischen Auflösung auch eine Ortsinformation gewonnen wird, so daß durch systematisches Verschieben des Langspaltes eine spektrale Information von jedem Knoten gewonnen werden konnte. Dabei waren die räumlichen Messungen natürlich durch das *seeing* begrenzt. Es zeigt sich daher später bei Vergleichen dieser Messungen mit den HST-Daten, daß durch die großen Unterschiede in der räumlichen Auflösung es z.T. Probleme mit der Identifikation der Knoten gibt, bzw. Knoten, die auf den Spektren zu sehen sind, einem ganzen Ensemble an Knoten auf den HST-Bildern entsprechen. Eine genau Beschreibung der Gerätekonfiguration und Datenauswertung wurde in Kapitel 3 gegeben, im folgenden sei daher nur kurz die Lage der Spalte beschieben. Da der Zentralstern, η Carinae zu hell ist und seine Lage durch den optisch dicken Nebel nicht eindeutig definiert ist, wurde ein Referenzstern in der unmittelbaren Nähe von η Car gewählt, um die Spalte sicher zu positionieren. Es diente dazu ein Stern des Trumpler 16-Haufens, der von Thé et al. (1980) als Stern # 66 identifiziert wurde (siehe Thé et al. 1980, dort Abb. 2). An dieser Stelle wurde das erste Spektrum unter einem Positionswinkel von 132° aufgenommen. Mit dieser Orientierung verlief der Spalt etwa entlang der Hauptachse des bipolaren Nebels. Durch systematisches Verschieben der Spalte um immer $2''$ nach Süden wurde ein Feld von etwa $60''\times60''$ um η Carinae abgedeckt. Der erste Spalt wird im weiteren mit *Spalt 0* bezeichnet, alle weiteren entsprechend ihren Verschiebungen, z.B. *Spalt 8S* für den Spalt der vom ersten (Splat 0) um $8''$ nach Süden verschoben wurde. Vier der Spektren wurden auch nach Norden verschoben und werden mit der Endung N statt S in der Nomenklatur versehen. Die Abstände der Spalte wurden hier dem *seeing* dieser Nacht von knapp $2''$ angepaßt, die Belichtungszeiten lagen zwischen 5 und 180 Sekunden. Insgesamt wurden somit 31 Spektren aufgenommen, die Lage der meisten dieser Spalte wird in Abb. 4.15 verdeutlicht. Durch starke Streulichteffekte konnten die zentralen 6 Spaltpositionen in unmittelbarer Nähe von η Car nicht verwendet werden (sie wurden auch nicht in Abb. 4.15 eingezeichnet). Daher konnten auch keine kinematischen Informationen über den bipolare Homunkulus gewonnen werden, es wurde lediglich der äußerer Nebel um η Car studiert. Durch das systematische Kartieren des Nebels um η Car konnten radiale Geschwindigkeitsinformationen von einer Mehrheit der Knoten gewonnen werden. In den meisten Fällen sind die Spektren ähnlich tief in der Belichtung wie die HST-Bilder, so daß für alle spektroskopisch detektierte Strukturen auf dem HST-Bild korrespondierende Knoten oder Knotengruppen gefunden werden konnten. Alle Geschwindigkeitsmessungen der Knoten erfolgten in IRAF mit dem *splot*-Paket. Ein Problem bei diesen Messungen bestand darin, daß sich innerhalb der Spektren sehr oft Knoten an einem Ort überschnitten, da an der selben Position ein Knoten rot- ein anderer blauverschoben war. Viele der in den Spektren identifizierten Strukturen zeigen einen kinematischen Zusammenhang (z.B. bilden sie eine Expansionsstruktur) oder besitzten eine Unterstruktur. So zeigt sich z.B., daß einige der in den HST-Aufnahmen gefundenen Einzelknoten kinematisch zusammenhängen. Die Geschwindigkeitsmessungen erfolgten in geeigneter Weise entweder an der [N II]6548Å- oder an der [N II]6583Å-Linie. Für jede Struktur in den Echelle-Spektren wurde eine minimale und eine maximale Geschwindigkeit gemessen sowie, falls vorhanden, die

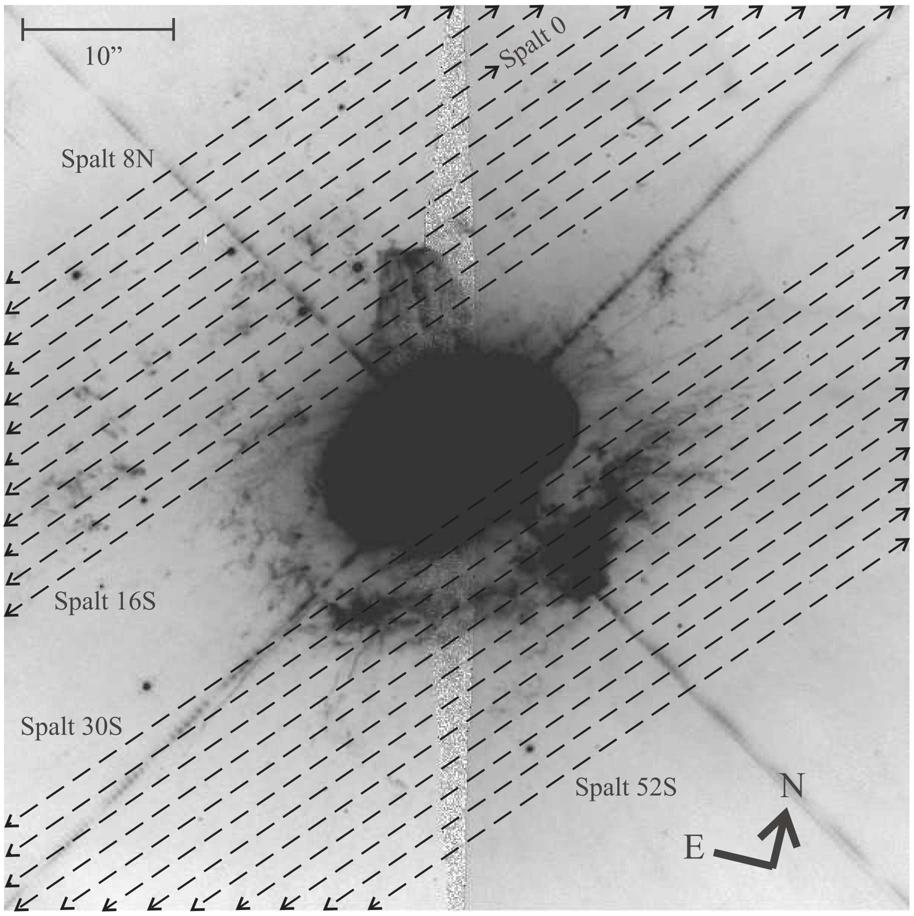


Abbildung 4.15: Das Bild zeigt erneut die HST-Aufnahme des Nebels um η Car. Mit gestrichelten Linien wurden die Lagen der einzelnen Spaltpositionen eingezeichnet die beobachtet wurden. Die Länge der eigentlichen Spalte zieht sich über den Bereich des Bildes hinaus, was mit Pfeilen am Ende der der Linien angedeutet wurde. Zu den im Zentralbereich fehlenden 6 Positionen wurden zwar Spektren aufgenommen, sie konnten wegen des starken Streulichtes vom Homunkulus aber nicht verwendet werden und sind dementsprechend hier nicht eingezeichnet.

Geschwindigkeiten der am stärksten emittierenden Unterstrukturen[1].

Die kinematische Analyse der Knoten liefert eine extrem breite Vielfalt an Geschwindigkeiten. Die Maximalgeschwindigkeiten darunter betragen für die blauverschobenene Strukturen $-1217\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ für die rotverschobenenen $1963\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Die größte Geschwindigkeitsbreite einer einzigen zusammenhängenden Struktur beträgt $1275\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Die Radialgeschwindigkeiten der Mehrheit der Knoten liegen zwischen

[1]In Anhang A sind sämtliche Spektren, Knotenidentifikationen und gemessene Radialgeschwindigkeiten als Katalog zusammengestellt.

etwa $-600\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und $600\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Neben einigen morphologisch auffälligen Strukturen (siehe Morphologie des Nebels, Kapitel 4.3.1) deren Kinematik später in Detail beschrieben werden soll, kann aus der Geschwindigkeitsverteilung der Mehrheit der Knoten eine interessante Symmetrie ableitet werden. Die HST-Bilder haben gezeigt, daß sich eine große Anzahl sehr kleiner Knoten gleichmäßig um η Car verteilt, auf einem Gebiet um den Stern das dem Bereich entspricht, in dem auch die kinematischen Messungen gemacht wurden. Vergleicht man die Kinematik der einzelnen Knoten miteinander, so zeigt sich eine bevorzugte Bewegungsrichtung: Knoten im Süd-Osten besitzen mehrheitlich eine negative Radialgeschwindigkeit, sie kommen auf uns zu. Im Gegensatz dazu bewegen sich fast alle Knoten im Nord-Westen mit einer positiven radialen Geschwindigkeitskomponente, dies bedeutet, sie bewegen sich von uns weg. In Bezug auf den Zentralstern aber bilden die Knoten somit auch im äußeren Nebel eine bipolare Verteilung, die in Einklang mit der bipolaren Lage des Homunkulus-Nebels ist. Der Homunkulus-Nebel, bestehend aus zwei annährenden Kugeln und erscheint leicht nach hinten geneigt aus der Himmelsebene. Der äußerer Nebel um η Car folgt dieser Orientierung, so daß die oben erwähnte Geschwindigkeitsverteilung entsteht. Diese Geschwindigkeitsverteilung weist daher darauf hin, daß auch der äußere Nebel nicht wie man anhand der Verteilung der Lage der Knoten erwarten könnte, sphärisch ist, sondern bipolar. Die Geschwindigkeitsbreite dieser Knoten ist typischerweise einige wenige $100\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, erreicht aber auch mehrfach Werte von $600 - 900\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Im folgenden werden einige der Knoten in Nebel um η Car diskutiert. Neben ausgezeichneten Strukturen, deren Morphologie zuvor beschrieben wurden, wird exemplarisch ein Feld diskutiert, das repräsentativ für den äußerern Nebel und seine Knoten ist.

Am auffälligsten in der Nebelstruktur ist, wie schon diskutiert, die *N condensation*. Spektren dieser Struktur zeigen einen sehr seltsame Geschindigkeitsverteilung, die der einer Doppler-Ellipse, bekannt aus expandierenden Blasen, sehr ähnelt. Abb. 4.16 zeigt ein Spektrum, das die *N condensation* kreuzt. Die maximale negative gemessene Geschwindigkeit der Struktur beträgt $-780\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, die positive Höchstgeschwindigkeiten liegt bei $278\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bzw. $650\,\mathrm{km\,s^{-1}}$(diese Messung wird als unsicher eingestuft, da das Auftreten von Streulicht eine genau Bestimmung der Geschwindigkeit verhindert). Ein detaillierte Untersuchung und kinematischen Analyse der *N condensation* wurde im Zuge meiner Diplomarbeit (Weis 1996) durchgeführt, daher werden an dieser Stelle die dort gefundenen Ergebnisse nur kurz wiederholt und ergänzt. Es zeigte sich, daß die kinematischen Ergebnisse verträglich damit sind, daß die *N condensation* eine verlängerte äquatoriale Scheibe darstellt. Um das Scheibenmodell besser an die Radialgeschwindigsmessungen anzupassen wurde eine Rotation der Scheibe vorgeschlagen. Eine andere Möglichkeit dieses Scheibemodell zu erklären wäre, anzunehmen, daß die Geschwindigkeit innerhalb der Scheibe wächst. Genauer würde dies bedeuten, daß die inneren Bereiche der Scheibe langsamer expandieren

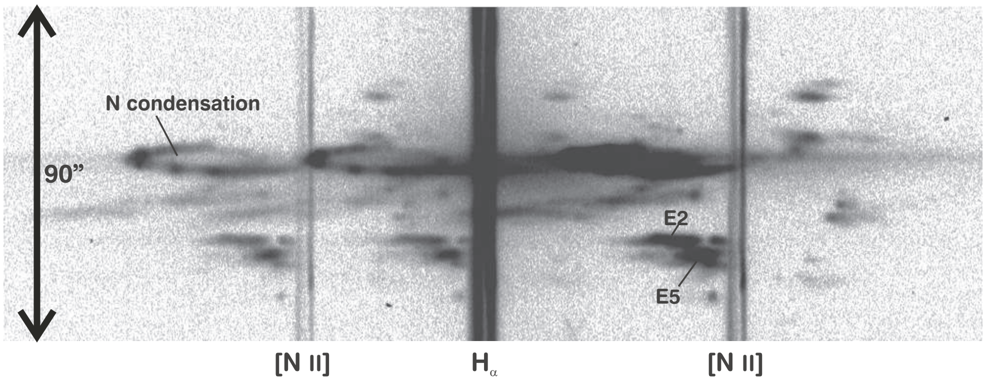


Abbildung 4.16: Diese Abbildung zeigt ein typisches Echellogramm (Spalt 12S) aus dem Bereich der *N condensation*. Im Spektrum bildet die *N condensation* eine haken-förmige Struktur, deren blauverschobene Geschwindigkeiten bis zu $-780\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ reichen. Gleichzeitig beinhaltet das Spektrum auch zwei blauverschobene Klumpen, die den Knoten E2 und E5 aus der *E condensation* entsprechen. Durch das *seeing* von $2''$ können einzelnen Unterstrukturen von E2 und E5 nicht aufgelößt werden, das Spektrum zeigt nur die Bewegung des Ensembles.

als die Teile, die sich weiter außen befinden. Eine solches, mit dem Radius zunehemendes Geschwindigkeitsgesetz wäre ebenfalls mit den Messwerten vereinbar, und bedürfte nicht der Einführung einer Rotation in der Scheibe.

Eine weitere Struktur die schon zuvor (Weis 1996) untersucht wurde, sind die sogenannten Bögen, die in der Kranzstruktur auftreten (siehe Abb. 4.11). Die Spektren zeigen hier extrem hohe Geschwindigkeite dieser Bogen-Strukturen, die von $-50\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bis $-1200\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ reichen. Es ist unwahrscheinlich, daß diese Geschwindigkeitsbreite auf Projektionseffekte zurückzuführen ist. Vielmehr ist es auch hier möglich das der Geschwindigkeitsverlauf damit gedeutet werden kann, daß Bereiche, die weiter von Stern weg liegen, intrinsisch schneller sind als die näheren. Ein solcher Geschwindigkeitsanstieg könnte die gemessene Verteilung der radialen Geschwindigkeit der Bögen erklären.

Eine weitere bekannte Struktur im äußeren Nebel bildet die *E condensation*, die, wie schon erwähnt, ursprünglich in 5 Objekte unterteilt wurde. Anhand der HST-Bilder konnte gezeigt werden, daß diese Strukturen in weitere Unterstrukturen zerfallen (siehe Abb. 4.12). Die Analyse der Spektren (Abb. 4.16) zeigt, daß sich alle Knoten mit einer vergleichbaren radialen Geschwindigkeit bewegen. Dabei besitzten die Knoten folgende Geschwindigkeiten E1: $-340\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bis $-120\,\mathrm{km\,s^{-1}}$; E2: $-522\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bis $-23\,\mathrm{km\,s^{-1}}$; E3: $-323\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bis $-23\,\mathrm{km\,s^{-1}}$; E4: $-442\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bis $-201\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und E5: $-540\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bis $-19\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Die Lage der *E condensation* läßt vermuten, daß die Knoten fast entlang der Hauptachse des Homunkulus ausgestoßen

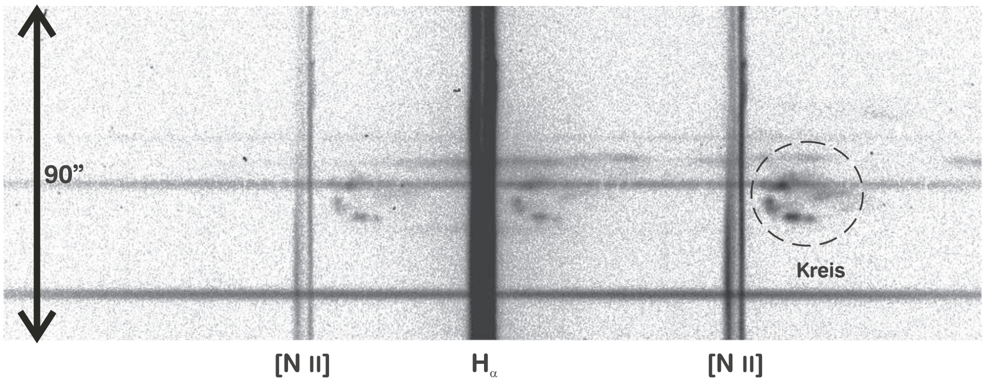


Abbildung 4.17: Dieses Spektrum zeigt eine interessanten kinematischen Zusammenhang der einzelnen Klumpen, die sich im Süden von η Carinae, in einem kreis-förmigen Gebilde anordnen. Die Spektren weisen auf eine Expansionsstruktur in dieser Gegend hin, ähnlich einer expandierenden Blase.

wurden.

Kinematische Analysen der *W condesation* und des *W arc* konnten leider nicht gemacht werden, da diese Strukturen in einem Bereich des Nebels liegen, in dem die Spektren von starkem Streulicht überlagert waren und daher keine brauchbare Information lieferten.

Eine auch kinematisch sehr ungewöhnliche Region bilden mehrere Knoten im Süden, die, wie oben erwähnt, sich scheinbar kreisförmig anordnen. Die Spektren dieser Gegend zeigen (Abb. 4.17), daß die Knoten auch kinematisch in einem Zusammenhang stehen. Die Radialgeschwindigkeitsverteilung der Knoten ist dabei sehr ähnlich der einer Doppler-Ellipse, die man typischerweise bei der Expansion einer Blase sehen würde. Die gesamte Struktur ist rotverschoben, befindet sich daher sehr wahrscheinlich auf der Hinterseite des Homunkulus und besitzt eine mittlere Geschwindigkeit von circa $400\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Spektren in der Mitte dieser blasen-ähnlichen Struktur zeigen eine ausgedehntere Geschwindigkeitskomponente, die die Signatur eines Ausflusses sein könnte. Ob diese Struktur eine expandierende Blase darstellt oder die Geschwindigkeitsverteilung der Knoten eine andere kinematischen Interpretation bedürfen, kann an dieser Stelle noch nicht eindeutig geklärt werden.

Direkt um den Homunkulus befindet sich eine Unzahl von Knoten, die in einer Kranz-Struktur angeordnet sind. Wie es in Abbildung 4.10 schon verdeutlicht wurde, besteht dieser Kranz aus extrem vielen kleineren Knoten, die z.T. aufeinander projiziert sind, oder sehr dicht nebeneinander liegen. Daher war es auch in den Spektren nicht möglich, die Knoten einzeln zu detektieren. Die hellsten unter ihnen lassen sich ledglich als Emissionsmaxima in den Spektren wiederfinden. In den Spektren wurde der Kranz als Gesamtheit detektiert und ausgemessen. Messungen

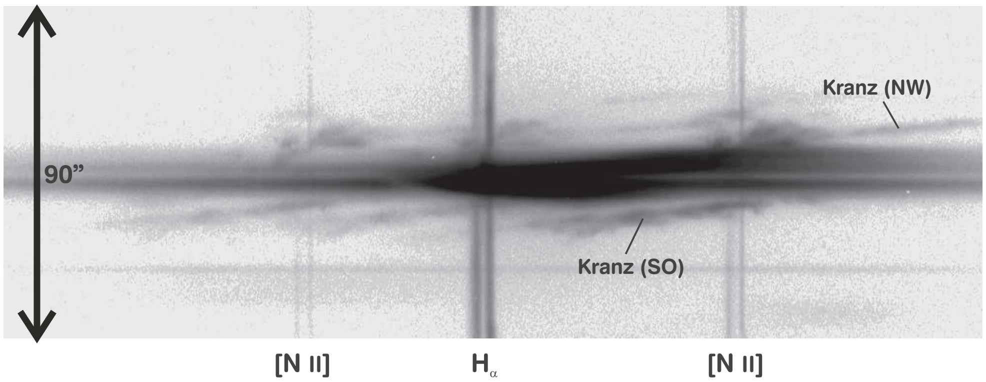


Abbildung 4.18: Dieses Spektrum wurde an einer Stelle aufgenommen, die den Kranz um η Car schneidet. Als lange, in Geschwindigkeit sehr beite Strukturen zeigen sich der nord-westliche Teil des Kranzes (Kranz NW) rotverschoben. Gleichzeitig im Spektrum zu sehen ist der süd-westliche Bereich des Kranzes (Kranz SO) blauverschoben. Der Kranz expandiert also bipolar. Seine Geschwindigkeitsbreiten erreichen Werte von $1275\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.

des Kranzes im Süden liefern eine Geschwindigkeitsstruktur, die etwa $1275\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ breit ist, und deren Maximum bei etwa $-1163\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ liegt, er bewegt sich also auf uns zu. In Abb. 4.18 ist ein typisches Spektrum des Kranzes zu sehen, das je nach Lage des Spaltes leicht variiert, in Prinzip aber immer ähnlich ist. Die Radialgeschwindigkeit nimmt auch hier nach außen hin zu, und die Geschwindigkeitsbreite wird immer größer. Diese Zunahme kann aus verschiedenen Gründen entstehen, es mag ein Effekt der Projektion sein, was bedeuten würde, daß der Kranz gekrümmt wäre. Man könnte sich aber auch vorstellen, daß in Richtung des Rande des Kranzes die Struktur immer optischen dünner wird, und immer mehr Knoten, mit immer mehr verschiedenen Geschwindigkeiten detektiert werden. Es könnte aber auch sein, daß die Geschwindigkeitsverteilung intrinsisch ist, d.h. die Knoten, die weiter weg liegen, sind insgesamt schneller, als solche, die näher sind. Ob dieses Gesetz, das sich bei den verschiedensten Strukturen wiederzufinden scheint, allgemein für den Nebel um η Car zutrifft, ist noch unklar. Betrachtet man ein Teil des Kranzes im Norden des Nebels, so zeigt er exakt dieselbe Geschwindigkeitsstruktur, aber im Gegensatz zu dem Kranz im Süden bewegt der nördliche Teil sich mit einer positiven Geschwindigkeit, er fliegt von uns weg. Diese Eigenschaft deutet wieder darauf hin, daß der Kranz wie auch der Homunkulus bipolar expandieren. Der nord-westliche Teil ist nach hinten aus der Himmelebene geneigt, der süd-östliche Nebelteil ist auf den Beobachter zu geneigt.

Zuletzt sei exemplarisch ein Gebiet im äußeren Nebel besprochen, das sehr typisch für den Nebel ist, und in ähnlicher Art in verschiedenen Bereichen des Nebels wiedergefunden werden kann. Für diesen Zweck wurde ein Gebiet im Norden des

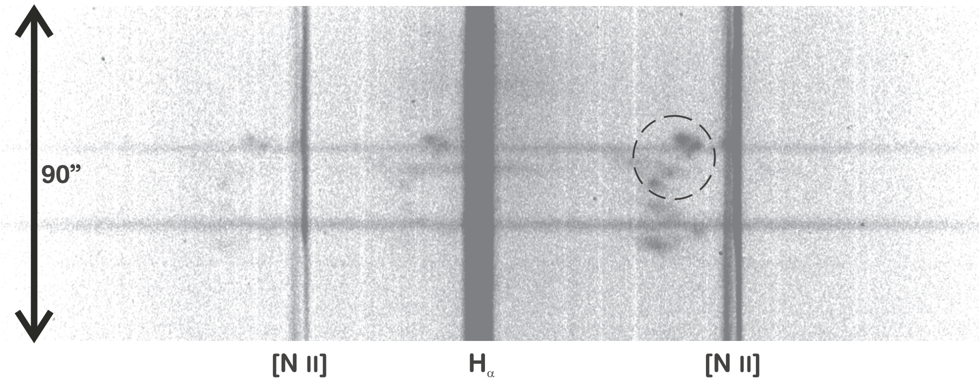


Abbildung 4.19: Anhand dieses Spektrums, das als ein typisches Spektrum im äußeren Nebel um η Car gewählt wurde, soll verdeutlicht werden, wie sich die Knoten im allgemeinen verteilen und bewegen. Zu sehen ist eine Anzahl von Knoten die sich mit leicht verschiedenen Radialgeschwindigkeiten bewegen. Die eingekreisten Knoten stammen aus dem Gebiet, das in Abb. 4.14 dagestellt wurde. Auch hier können durch das *seeing* nicht alle Knoten einzeln detektiert werden, sondern sie verschmieren auf dem Spektrum.

Nebels gewählt. Wie das HST-Bild an dieser Stelle zeigt, verteilen sich hier mehrere Knoten. Auf den Spektren (Abb. 4.19) konnten an dieser Stelle 3 Klumpen wiedergefunden werden (eingekreist), die wahrscheinlich die hellsten Teile des Ensembles darstellen. Die Knoten in den Spektren erreichen Geschwindigkeiten zwischen $-120\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und $-480\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und haben eine typische Geschwindigkeitsbreite um $100\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.

4.3.3 Die Struktur und Expansion des Nebels um η Car

Anhand der hochaufgelösten HST-Bilder konnte gezeigt werden, daß der äußere Nebel um η Car, d.h. der Nebel der η Car zusätzlich zum bipolaren Homunkulus umgibt, aus einer Vielzahl von einzelnen Knoten und Klumpen besteht. In diesem Nebel zeichnen sich einige Strukturen durch ihre ungewöhnliche Morphologie aus. Darunter die *N condensation*, der *W arc* oder die sogenannten *Bögen*. Die *S ridge*, so zeigt sich, bildet den hellsten Teil eines Gebietes, das den Homunkulus scheinbar komplett umschließt und hier als Kranz bezeichnet wurde. Die alte nur auf den südlichen Bereich Bezug nehmende Bezeichnung ist also auf die damaligen Grenzen des Beobachtbaren zurückzuführen. Im Süden bildet eine kreisförmig angeordnete Gruppe von Knoten eine geordnete Struktur, die im Zusammenhang mit der Struktur des übrigen Nebels eigenartig erscheint. Ihre Symmetrie scheint sehr ungewöhnlich im Zusammenhang mit dem Nebel um η Car und paßt nicht zu der globalen Morphologie des Nebels . Die hellsten Knoten, ursprünglich als *E condensation* und *W condensation* klassifiziert, bilden im äußeren Nebel wiederum lediglich Gebiete in denen die

Flächenhelligkeit der Knoten erhöht ist, im Vergleich zu anderen Gebieten in denen die Knoten nicht so hell sind. Die *W condensation* und die Knoten E1−E5 in der *E condensation* zerfallen ihrereseits wieder in eine Ansammlung mehrerer Knoten, was in den HST-Bildern sehr deutlich wird. Es ist in diesem Zusammenhang sehr gut möglich, daß bei noch besserer Auflösung auch die in den HST-Bildern detektierten Unterstrukturen wieder in noch kleinere Systeme unterteilt werden können. Es wurde daher hier auch darauf verzichtet, die Unterstrukturen neu zu benennen. Als morphologisch am ungewöhnlichsten wurden Strukturen gefunden, die extrem schmal und kollimiert sind, die *Strings*. Kinematische Analysen all dieser Strukturen haben neue Hinweise auf die Expansion und Form des Nebels um η Carinae gebracht. So ist aufgrund der Radialgeschwindigkeitsverteilung der Knoten und des kinematischen Verhaltens des Kranzes eindeutig eine bipolare Expansion auch des äußeren Nebels gefunden worden. Mit einer ähnlichen, wenn nicht sogar der selben räumlichen Orientierung wie der des Homunkulus, expandiert der äußere Nebel bipolar mit einer Neigung der Art, daß der nord-westliche Teil des Nebels von uns wegfliegt, während der süd-östliche Bereich sich uns nähert. Die Expansionsgeschwindigkeiten einzelner Knoten und Strukturen des Nebels erreichen dabei Werte von bis zu $1000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, was erheblich höher ist als z.B. in Modellen von García-Segura (1996a). Dort werden für die Expansion des LBV-Nebels etwa $240\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ angegeben (siehe auch Kap. 2.2). Erstaunlich bleibt auch die Geschwindigkeitsbreite der Knoten, die fast immer einigen $100\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ erreicht. Es könnte sein, daß diese Breite daher resultiert, daß die Strukturen in den Spektren aus mehreren Knoten bestehen und der Wert von $100\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ durch Aufaddieren mehrerer Knoten mit unterschiedlicher Geschwindigkeiten entsteht. Doch erscheint es ungewöhnlich, daß diese Breite fast bei allen Strukturen in sehr ähnlicher Weise zu finden ist. Es würde vorausetzen, daß immer vielen Knoten vorhanden sein müßten um durch Aufaddieren diese Breite zu erzeugen. Es ist daher wahrscheinlicher, daß die Geschwindigkeitsbreite, zumindest z.T. nicht aus Projektion einzelner Knoten entsteht, sondern eine intrinsischen Breite darstellt. Ist dies der Fall, so entsteht ein neues Problem, nämlich wie man eine solche Breite erzeugt. Eine Breite von $100\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ ist zu hoch für eine thermische Verbreiterung der Knoten, und damit auch zu hoch um sie durch Turbulenz zu erzeugen. Es bleibt daher noch die Möglichkeit, daß Knoten bei der Entstehung des Nebels mit einer gewissen Geschwindigkeitsbreite versehen beschleunigt wurden. Ein ähnliches Problem, besteht bei den Bogen-Strukturen und dem Kranz, eventuell auch bei der *N condensation*. Es zeigte sich, daß diese Strukturen am besten dann erklärt werden können, wenn man annimmt, daß die Teile der Struktur, die am weitesten weg liegen, eine höhere Geschwindigkeit haben.

Weitere Besonderheiten im Nebel bildet die kreisförmige, scheinbar blasenähnlich expandierende Ansammlung an Knoten im Süden des Nebels. Es ist völlig unklar, wie, sollte die Interpretation zutreffen, fast senkrecht zu der an dieser Stelle auftretenden globalen Expansion sich ein Struktur ausbilden kann, die wie eine Kugel expandiert. Das einzige bekannte vergleichbare Phänomen, das diesem ähnlich wäre und hier nur als Illustration gelten soll, wäre eine Protuberanz.

Ob der äußere Nebel älter ist als der Homunkulus-Nebel, ist bisher nicht eindeutig geklärt und kann auch anhand der vorliegenden Daten nicht sicher festgestellt werden, da die Geschwindigkeits- und die räumlichen Informationen senkrecht zueinander sind: Während nur an die Himmelebene projizierte Positionen und Abstände gemessen werden können, liegen kinematischen Informationen entlang der senkrecht dazu ausgerichteten Sichtlinie vor. Um ein Entstehungsalter der einzelnen Knoten abzuleiten, müßten Informationen über deren Tangentialgeschwindigkeit vorhanden sein. Dies ist aber nicht der Fall. Eine Möglichkeit diese Informationen – außer durch Messungen – zu erhalten ist, eine Annahme über die Inklination der Knoten zu machen. Kennt man den Inklinationswinkel, so kann man die Tangentialgeschwindigkeit aus der Radialgeschwindigkeit direkt ermitteln ($v_{\rm tan} = v_{\rm rad}\ \tan\phi$). Der Homunkulus hat einen Inklinationswinkel von $\phi = 28°$ (Duschl et al. 1995). Da die Mehrheit der Knoten so erscheinen, als ob sie leicht ober- oder unterhalb der Hauptachse des Homunukulus liegen (betrachtet man sich z.B. die *E condensation*), so wird hier für die Knoten ein durchschnittlicher Winkel von etwa 60° und eine typische radiale Geschwindigkeit von $v_{\rm rad} = 400\,{\rm km\,s^{-1}}$ angenommen. Daraus ermittelt sich ein Tangentialgeschwindigkeit von $v_{\rm tan} = 750\,{\rm km\,s^{-1}}$. Bei einer mittleren Entfernung der Knoten von η Carinae von $20''$ (0.24 pc) ergibt sich damit eine Entstehungsalter von 316 Jahren. Nimmt man einen nur 10° größerern Winkel für die Inklination der Knoten an, so reduziert sich das Entstehungsalter um etwa die Hälfte auf 155 Jahre, was dem Zeitpunkt der *giant eruption* entsprechen würde, an der sehr wahrscheinlich der Homunkulus-Nebel entstand. Es zeigt sich durch diese Abschätzung, daß keine klare Aussage über das Entstehungsalter des äußeren Nebels gemacht werden kann, es aber trotz der gering wirkenden radialen Geschwindigkeiten der Knoten dennoch möglich ist, daß auch dieser Nebelteil mit dem Ausbruch 1843 entstand. Von diesen Schwierigkeiten unbeeinflußt bleiben aber die beiden Hauptresultate der kinematischen Untersuchung, nämlich die Bipolarität auch der äußeren Nebelstruktur sowie das so oft zutreffende lineare Geschwindigkeits-Verhalten.

Eine der ungewöhnlichsten und schon mehrfach erwähnten Strukturen im Nebel um η Car bilden die sogenannten *Strings*. Ihre Eigenschaften und Zusammenhänge mit den Nebel und dessen Entstehung sollen im folgenden Kapitel näher erläutert werden.

4.4 Strings im Nebel um η Carinae

Wie schon in den vorherigen Abschnitten ausgeführt wurde, zeigen lang belichtete Aufnahmen des Nebels um η Car eine größere Anzahl filamentärer Strukturen und

Knoten verschiedenster Morphologien. Unter diesen Strukturen stechen insbesondere lange, extrem schmale, kohärente Gebilde heraus, die hier als *Strings* bezeichnet werden sollen (in Anlehnung an die Definition in Weis et al. 1999a). Abb. 4.20 zeigt die Identifikation fünf dieser Objekte im Nebel um η Carinae. Es sind die auffälligsten und größten. Betrachtet man sich das HST-Bild genauer, so findet man auf wesentlich kleineren Skalen (typischer Weise Längen von $1-2''$, $0.01-0.02$ pc) mehrere Objekte dieser Morphologie. Abb. 4.21 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt aus der HST-Aufnahme mit den *Strings* 1, 2 und 5 im linken und *String* 3 und 4 im rechten Bild. Wie aus der globalen Aufnahme und den Ausschnitten erkennbar ist, liegen *String* 1, 2 und 5 im süd-östlichen Bereich des Nebels und *String* 3 und 4 im nord-westlichen Quadranten, damit folgen die *Strings* grob der bipolaren Ausrichtung des zentralen Nebels (siehe Abb. 4.6). Die gemessene Länge der *Strings* reicht von $4\farcs0$ bis $15\farcs9$. Dies ist aber nur ein unteres Limit, da zum einen die Emission des größeren helleren Nebels in Richtung zum Stern hin immer stärker wird, und die *Strings* überstrahlt, zum andern wird die Flächenhelligkeit der *Strings* am äußeren Ende immer schwächer und erreicht das Detektionslimit. Somit ist es möglich, daß die Gesamtlänge der einzelnen *Strings* noch größer ist, als hier angegeben.

4.4.1 Morphologie der Strings

Im folgenden Abschnitt sollen die morphologischen Eigenschaften der *Strings* $1-5$ nacheinander diskutiert werden.

String 1:

Mit $15\farcs86$ ist *String* 1 (siehe Abb. 4.20 und Abb. 4.21 links) der längste und auffälligste *String* und ist damit fast genauso groß wie der gesamte zentrale bipolare Nebel. Bei einer Entfernung von η Car von 2.3 kpc, wie sie in in dieser Arbeit angenommen wird (siehe Kap. 4.1), ergibt sich daraus eine Länge des *String* 1 von 0.177 pc oder $\sim$ 36 500 AE. Das HST-Bild, welches zur Identifikation und Messung der *Strings* (Abb. 4.20) benutzt wurde, wurde mit der Wide Field Camera (WFC) des HST gemacht, die ein geringeres Sampling als die Planetary Carmera (PC) besitzt, was zu einer etwas schlechteren Auflösung führt. Die Breite des *String* 1 betrug darauf 2 Pixel, und ist damit nicht eindeutig aufgelöst. Daher wurde das [N II]-Bild des HST (Filter F658N) verwendet, in dem η Car und Teile des *Strings* 1 auf der PC abgebildet wurden, die ein um den Faktor 2 höheres Sampling besitzt[2]. Hier zeigte sich ein Breite des *Strings* von 5 Pixel, er ist damit aufgelöst. Umgerechnet ergeben sich daraus eine Breite von $0\farcs23$ oder 0.003 pc (500 AE). Vergleicht man die Länge mit der Breite, so errechnet sich ein Länge-zu-Breite-Verhältnis (definiert als L/B) von

[2]Es konnte das [N II]-Bild verwendet werden, da aus Vergleichen mit anderen Bildern und den spektroskopischen Daten ersichtlich war, daß *String* 1 auch in diesem Filter und an dieser Stelle zu sehen ist.

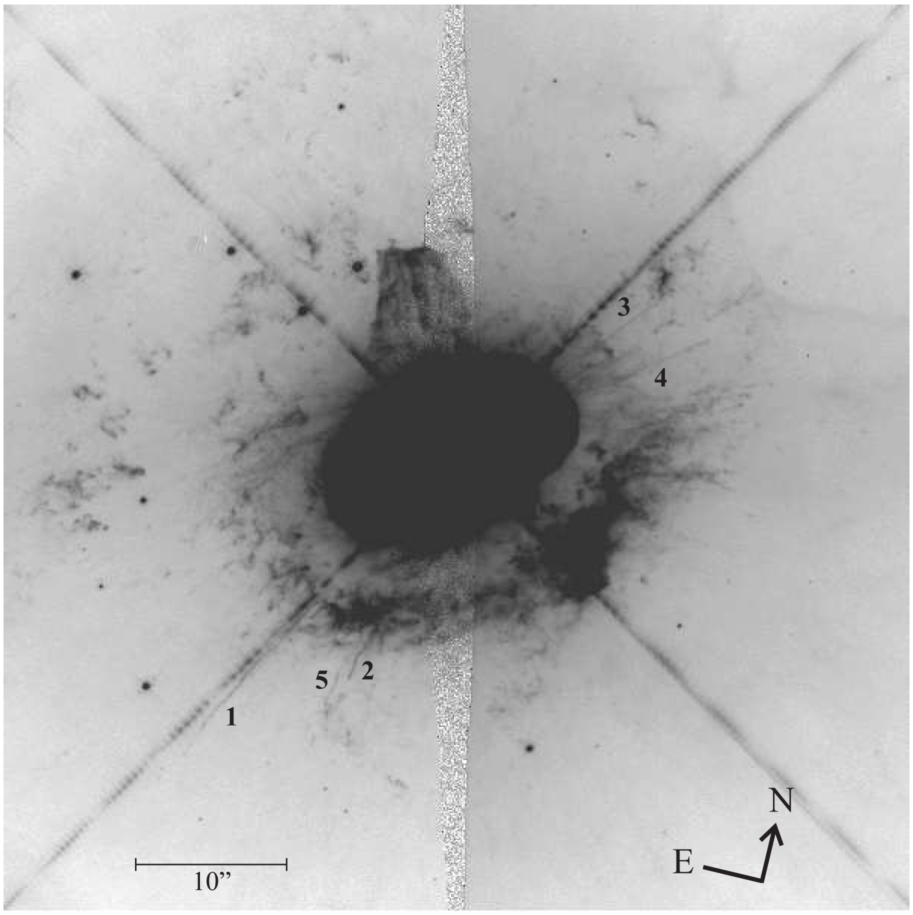


Abbildung 4.20: Eine Aufnahme des HST zeigt den Nebel um η Carinae in H_α (F656N Filter). Die morphologisch identifizierten *Strings* wurden mit $1-5$ durchnumeriert. Das gesamte Bildfeld hier beträgt $1' \times 1'$. Über den gesamten Nebel verteilt, zeigen sich kleinskalige (etwa $1-2''$) string-ähnliche Strukturen.

70. Dies verdeutlicht die extreme Kollimierung dieser seltsamen Objekte.

Betrachtet man die räumliche Lage und Orientierung des *String* 1 im Homunkulus-Nebel, so läßt sich der *String* in Gedanken bis zum Stern hin verlängern. Es zeigt sich bei dieser Überlegung, daß eine Verlängerung tatsächlich die zentrale Sternposition gut trifft. Nehmen wir also an, daß der *String* nicht im inneren Nebel endet, sondern bis hin zum Stern reicht, so erstreckt sich *String* 1 zu einer Länge von $29\overset{''}{.}0$ bzw. 0.323 pc (66 700 AE). Das L/B-Verhältnis erreicht dann sogar einen Wert von 128. Trotz der extrem langen und geraden Struktur von *String* 1 sieht man eine leichte, wellenartige Veränderungen, die sich auf einer Längenskala von einigen Bogensekunden wiederholen (siehe Abb. 4.21 links). Des weiteren scheint am inneren Ende des *Strings* (d.h. in Richtung zum Stern) eine Aufspaltung von etwa $1\overset{''}{.}5$ aufzutreten oder ein weiterer *String* als Projektion auf *String* 1 zu erscheinen. Die Flächenhelligkeit

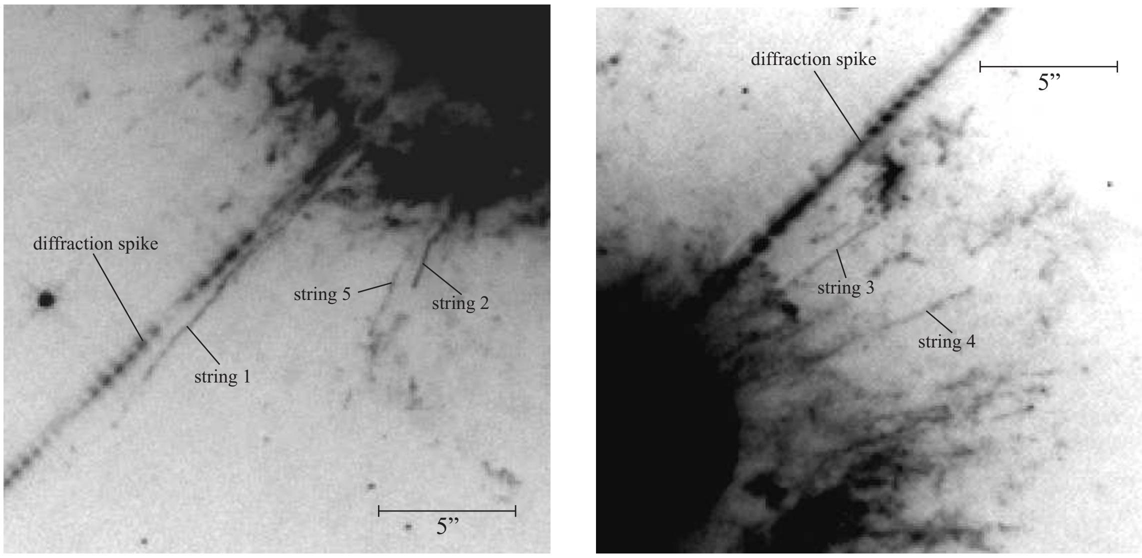


Abbildung 4.21: Vergrößerte Ausschnitte aus der Abb. 4.20 zeigen die *Strings* im Detail. *Links:* Im süd-östlichen Quadranten des Homunkulus liegen *String* 1, 2 und 5. *Rechts: Strings* 3 und 4 im nord-westlichen Quadranten des Nebels.

des *Strings* variiert nur leicht und ist nicht offensichtlich periodisch, zum äußeren Ende hin wird sie etwas schwächer. Zwei etwas hellere Knoten schließen sich am äußersten Ende dem *String* an. Als einziger der *Strings* wurde *String* 1 schon früher in der Literatur erwähnt, in Meaburn et al. (1987) und Meaburn et al. (1996) wurde *String* 1 entsprechend als *jet* bzw. *spike* bezeichnet. Eventuelle zum ersten Mal taucht dieses Objekt in Aufnahmen von David Malin auf, er notiert es 1987 als *spike.*

String 2:

String 2 ist wesentlich kürzer als *String* 1, zeigt aber gleichzeitig eine wesentlich höhere Flächenhelligkeit (vergleiche Abb. 4.21 links). Die sichtbare, gemessene Länge beträgt hier $4\overset{''}{.}0 = 0.044\,\mathrm{pc}$ (ungefähr 9 000 AE). In analoger Weise wie für *String* 1 wurde die Breite auf dem PC Bild ermittelt und ergibt $0\overset{''}{.}13$ ($0.002\,\mathrm{pc} \sim 400\,\mathrm{AE}$). Dies führt zu einem L/B-Verhältnis von 31. Mit derselben Annahme wie für *String* 1 bezüglich der Entstehung des *Strings* am Zentralstern, erhöht sich die gesamte Länge von *String* 2 auf $16\overset{''}{.}5$ ($0.184\,\mathrm{pc} \sim 38\,000\,\mathrm{AE}$). Auffällig an *String* 2 ist, daß er an einer Stelle abrupt seine Richtung um einen Winkel von $22° \pm 2°$ ändert. Von dieser Änderung abgesehen, verläuft *String* 2 ohne Richtungsänderungen oder Wellenstrukturen sehr gerade. Ein weiterer Unterschied zu *String* 1 ist seine sehr homogene und vergleichbar hohe Fächenhelligkeit. Am äußeren Ende endet *String* 2 spontan, ohne veränderte oder schwächer werdende Flächenhelligkeit.

String 3:

String 3 liegt genauso wie *String* 4 im nord-westlichen Teil des Nebel und beide sind sich morphologisch sehr ähnlich (Abb. 4.21 rechts). Die Länge von *String* 3 ist

$7\overset{''}{.}6$ (0.085 pc = 17 500 AE), die Breite $0\overset{''}{.}19$ (0.002 pc = 400 AE). Daraus läßt sich ein L/B-Verhältnis von 42 ableiten. Er erscheint von allen am geradlinigsten und weist auch die geringsten Änderungen der Flächenhelligkeit auf. Nur am äußeren Ende zeigt er eine leichte Biegung. Vom Stern aus gesehen hätte der *String* eine Gesamtlänge von $7\overset{''}{.}0$ bzw. 0.189 pc (39 000 AE).

String 4:
String 4 (Abb. 4.21 rechts) ist mit einer Länge von $9\overset{''}{.}3$ (0.130 pc oder 21 400 AE) und einer Breite von $0\overset{''}{.}14$ (0.002 pc = 300 AE) nur marginal länger als *String* 3. Das L/B-Verhältnis ist 68. Zum Stern hin extrapoliert ergibt sich eine Länge von $18\overset{''}{.}7$ (0.208 pc = 43 000 AE). Sehr schwach zeigt *String* 4 eine leichte wellige Struktur, seine Flächenhelligkeit ist sehr gleichmäßig.

String 5:
Im Gegensatz zu den *Strings* $1-4$ hat *String* 5 eine merklich geringere Flächenhelligkeit und zeigt deutliche Helligkeitschwankungen. Drei hellere Teilbereiche können in Abb. 4.21 (links) unterschieden werden, während schwächere Bereiche kaum sichtbar sind. Leicht kann er daher mit einzelnen, nicht zusammenhängenden Filamenten verwechselt werden, nur bei extrem geringer Flächenhelligkeit zeigt sich der kohärente Zusammenhang des *Strings*. Einen weiterer Beweis dafür, daß *String* 5 zur Klasse der *Strings* gezählt werden darf, liefern, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, die kinematischen Eigenschaften dieser Strukturen. Die hier detektierte und, aufgrund der Nähe am Detektionslimit etwas unsichere Länge von *String* 5 beträgt $5\overset{''}{.}2$ (0.058 pc oder 12 000 AE), die Breite $0\overset{''}{.}14$ (0.002 pc = 300 AE), das L/B-Verhältnis 38. Bis zum Stern erreicht *String* 5 eine Gesamtlänge von $18\overset{''}{.}7$ (0.208 pc, 43 000 AE). Insgesamt weißt *String* 5 mehr Krümmungen auf als alle anderen. Am äußeren Ende erscheint ähnlich wie bei *String* 1 ein hellerer Knoten.

4.4.2 Die Kinematik der Strings

Um näheren Aufschluß über die Eigenschaften und Struktur der *Strings* zu erhalten, wurden Langspalt-Echelle-Spektren aus der großräumigen Untersuchung des Nebels um η Car verwendet (siehe 4.3.2), auf denen drei der fünf bekannten *Strings* zu sehen waren. *String* 1 ist auf den Spektren Spalt 30S, Spalt 32S, Spalt 34S, Spalt 36S zu (siehe Tabelle 4.1), *String* 2 taucht in Spalt 36S und 38S auf (Tabelle 4.2), ebenso wie Spalt 5 (Tabelle 4.3). Abbildung 4.22 verdeutlicht die Lage der Spalte und deren Orientierung relativ zu den *Strings*. Die entsprechenden Echellogramme der einzelnen Positionen zeigt Abb. 4.23. Hier ist die spektrale Achse 80 Å breit und wurde auf die H_α-Linie bei 6563 Å zentriert. Die räumliche Achse zeigt eine Höhe von $90''$. Neben der Emission des Homunkulus-Nebels zeigen die Echellogramme die dopplerverschobenen Linien der einzelnen *String* (hierbei wurde die Zuordnung der *Strings* jeweils an der verschoben [N II]6583Å-Linie angebracht). Alle *Strings* emittie-

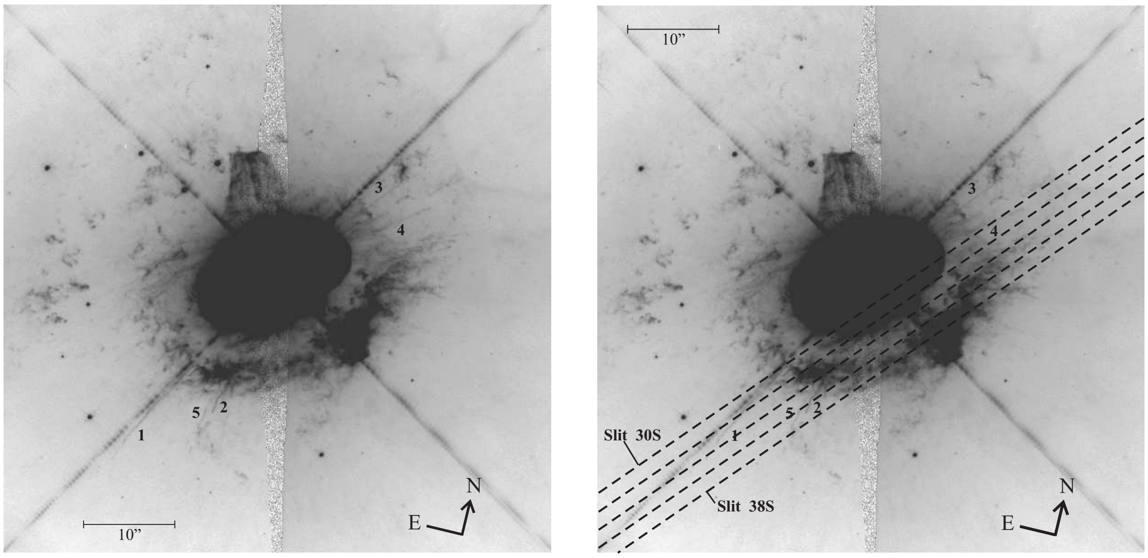


Abbildung 4.22: Das rechte Bild zeigt die einzelnen Spaltpositionen Spalt 30S bis Spalt 38S, aus der Beobachtung mit dem CTIO-4 m-Echelle-Spektrographen (nähres dazu wurde in Kap. 3 beschrieben). Zum besseren Vergleich zeigt das linke Bild noch einmal dieselbe Aufnahme ohne Spalte.

ren in H_α und in [N II]. Betrachtet man sich die Echellogramme, so fällt auf, daß alle *Strings*, insbesondere *String* 1, eine starke Blauverschiebung besitzen, d.h. sie haben eine hohe Radialgeschwindigkeit auf uns zu. Wie später gezeigt wird, erreichen die *Strings* Geschwindigkeiten bis zu $-1000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Die Verschiebung ist so groß, daß in Spaltposition Spalt 34S die Emission in [N II]6583Å-Linie bis zur Position der H_α-Linie verschoben wurde. Noch erstaunlicher als die hohen Geschwindigkeiten ist der Geschwindigkeitsverlauf. Alle Spektren zeigen, daß die Geschwindigkeit im Spektrum mit der Position immer weiter zunimmt. Vergleicht man diese räumliche Geschwindigkeitszunahme mit der Position auf dem HST-Bild, so bedeutet dies, daß alle *Strings* einen Geschwindigkeitsgradienten besitzen der nach außen hin zunimmt. Die Radialgeschwindigkeit der *Strings* steigt mit der Entfernung von η Car immer weiter an und erreicht eine maximale Geschwindigkeit am äußeren Ende der *Strings*. Alle *Strings* folgen diesem **linearen Geschwindigkeitsgesetz** sehr streng, was in Abb. 4.24 verdeutlicht wird. Diese Abbildung zeigt ein Positions-Geschwindigkeits-Diagramm aus den Meßwerten für die *Strings* 1, 2 und 5, dargestellt in Form von Kreuzen, Rauten und Quadraten. Die angegebenen Positionen entsprechen hier einer Entfernung von der auf den Spalt projizierten Position von η Car, d.h. die projizierte Position von η Car legt den Nullpunkt fest, negative Positionen entsprechen einer Entfernung in süd-östlicher Richtung, positive Positionen in nord-westliche Richtung. Eindeutig sieht man die Linearität des Geschwindigkeitsgesetzes aller *Strings*. Jeder einzelne *String* hingegen zeigt eine leicht verschiedene Steigung des Gradienten. Eine Ausgleichsgerade illustriert den extrapolierten Verlauf bis hin zum projizierten Zentrum von η Car. Es zeigt sich dabei, daß innerhalb der abgeschätzten Fehler das Gesetz zu einer radialen Geschwindigkeit des *Strings* am Stern von etwa $0\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ führt.

Tabelle 4.1: Positionen und Geschwindigkeiten von *String* 1

Spalt	Position		$v_{\min}$	$v_{\max}$
	von [$''$]	bis [$''$]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]
Spalt 30S	−20.1	−14.3	−667	−522
Spalt 32S	−25.4	−14.6	−809	−522
Spalt 34S	−26.2	−18.0	−853	−631
Spalt 36S	−29.4	−23.0	−996	−758

Tabelle 4.2: Positionen und Geschwindigkeiten von *String* 2

Spalt	Position		$v_{\min}$	$v_{\max}$
	von [$''$]	bis [$''$]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]
Spalt 36S	−15.6	−11.1	−584	−442
Spalt 38S	−16.4	−13.5	−591	−533

Tabelle 4.3: Positionen und Geschwindigkeiten von *String* 5

Spalt	Position		$v_{\min}$	$v_{\max}$
	von [$''$]	bis [$''$]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]
Spalt 36S	−16.7	−12.4	−529	−383
Spalt 38S	−18.0	−15.1	−565	−456

Im folgenden seien die kinematischen Parameter der einzelnen *Strings* detailliert diskutiert.

String 1:

Wie Tabelle 1 verdeutlicht, zeigt *String* 1 radiale Geschwindigkeiten von $-522\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ am inneren, bis hin zu $-996\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ am äußeren Ende. Der Geschwindigkeitsgradient ergibt einen konstanten Anstieg von etwa $31.2\,\mathrm{km\,s^{-1}}/1''$ oder $2790\,\mathrm{km\,s^{-1}\,pc^{-1}}$. Außer diesem Verlauf, zeigen die Spektren eine leicht knotige Struktur. Die Geschwindigkeitsbreite (gemessen als Halbwertsbreite) der Knoten beträgt etwa $22\,\mathrm{km\,s^{-1}}$,

Tabelle 4.4: Eigenschaften und Parameter der *Strings*

String	beobachtete Länge [pc]	$v_{\min}$ [$\mathrm{km\,s^{-1}}$]	$v_{\max}$ [$\mathrm{km\,s^{-1}}$]	[N II]λ 6583/H_α
1	0.177	−522	−995	3.3
2	0.044	−442	−591	2.7
3	0.095	-	-	-
4	0.103	-	-	-
5	0.058	−383	−565	3.0

damit sind die Knoten breiter als die instrumentelle Halbwertsbreite (die 14 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ beträgt) und sind somit aufgelöst. Dieses knotige Aussehen der Kinematik von *String* 1 wird am deutlichsten bei den Spalte 34S und 36S.

Neben der Geschwindigkeitsinformation enthalten die Echellespektren auch Hinweise auf die Linienstärken von H_α und [N II] der *Strings*. Es wurde das Verhältnis von [N II]λ6583Å/H_α bestimmt, welches ein Hinweis auf eine mögliche Stickstoffanreicherung des *Strings* liefert. Das [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnis für *String* 1 ergibt einen Wert von 3.3 ± 0.3. Dieses Verhältnis ist konstant entlang des *Strings* und vergleichbar zu Werten anderen Regionen des Homunkulus Nebels (Meaburn et al. 1987, 1996 dort Abb. 5).

String 2:

In der gleichen Weise wie *String* 1 folgt *String* 2 dem linearen Geschwindigkeitsgesetz, aber mit einer etwas stärkeren Steigung (vgl. Abb. 4.24). Hier reichen die Radialgeschwindigkeiten von −442 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ bis zu −591 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ (Tabelle 4.2) und ergeben einen Gradienten von 38.2 $\mathrm{km\,s^{-1}}/1''$ oder 3420 $\mathrm{km\,s^{-1}\,pc^{-1}}$. Die Spektren zeigen zumindest keine aufgelöste knotige Struktur. Das [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnis für *String* 2 ist innerhalb der Fehler identisch zu dem von *String* 1 mit 2.7 ± 0.3.

String 3 und 4:

Für diese *Strings* konnten keine Geschwindigkeitsinformationen gewonnen werde, da die Spektren, die in denen diese *Strings* zu sehen wären durch, das Streulich vom Homunkulus-Nebel so stark beeinflußt waren, daß keine Messungen durchgeführet werden konnten.

String 5:

Auch für *String* 5 lagen kinematische Informationen vor, die dasselbe Verhalten zeigen wie die beiden ersten *Strings*. Damit läßt sich dieser morphologisch schwieriger zu klassifizierende *String* eindeutig zu dieser Gruppe zuordnen. Seine radiale Geschwindigkeit nimmt von −383 bis −565 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ zu. Umgerechnet ergibt dies eine Zuname von 28.9 $\mathrm{km\,s^{-1}}/1''$ oder 2590 $\mathrm{km\,s^{-1}\,pc^{-1}}$. Der Gradient weist von allen

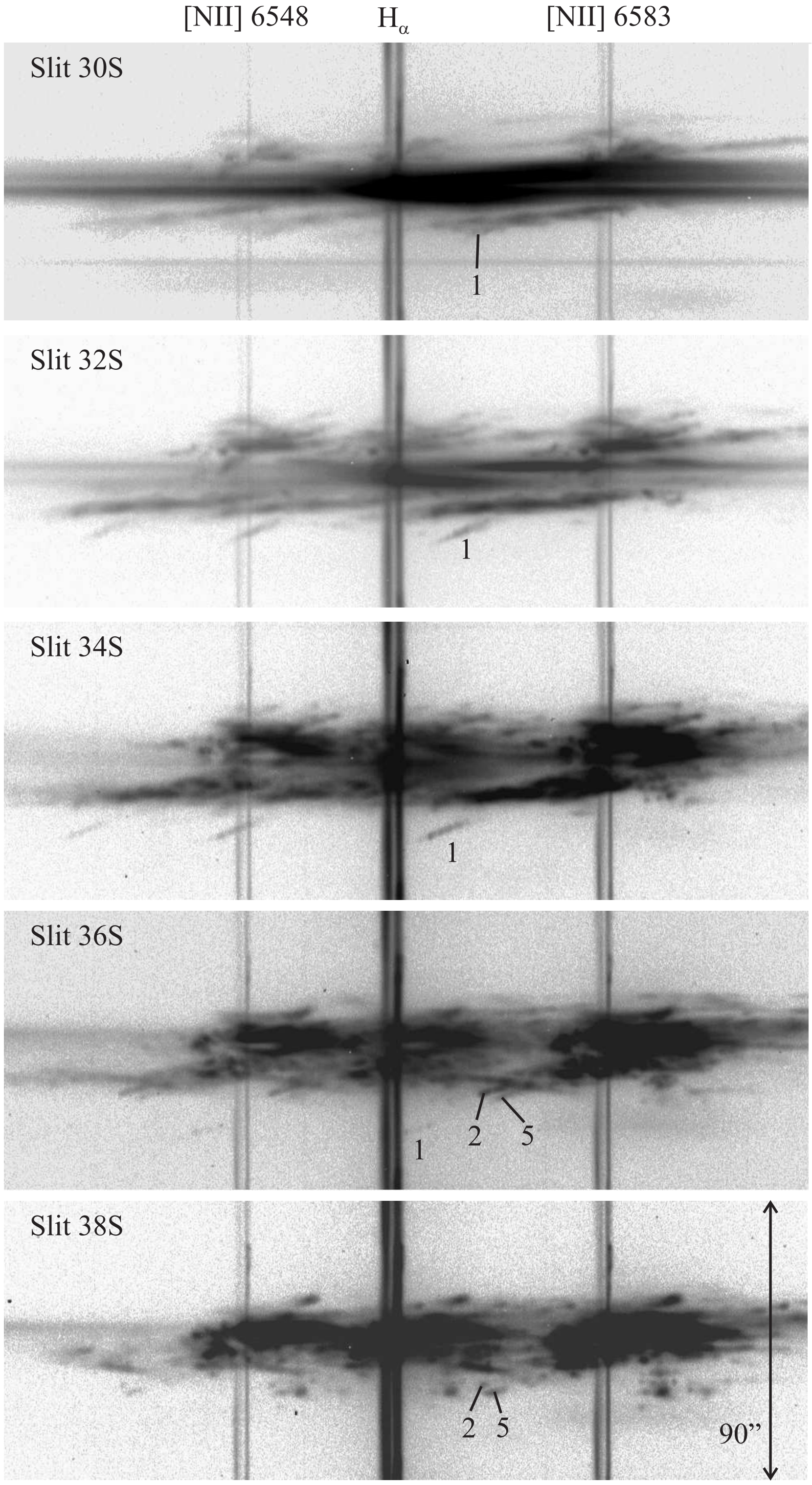


Abbildung 4.23: Abgebildet sind die einzelnen Echellogramme der Spaltpositionen auf denen die *Strings* 1, 2 und 5 zu sehen sind. Eine genau Erklärung zu den Echellebeobachtungen wurde in Abschnitt 3 gegeben.

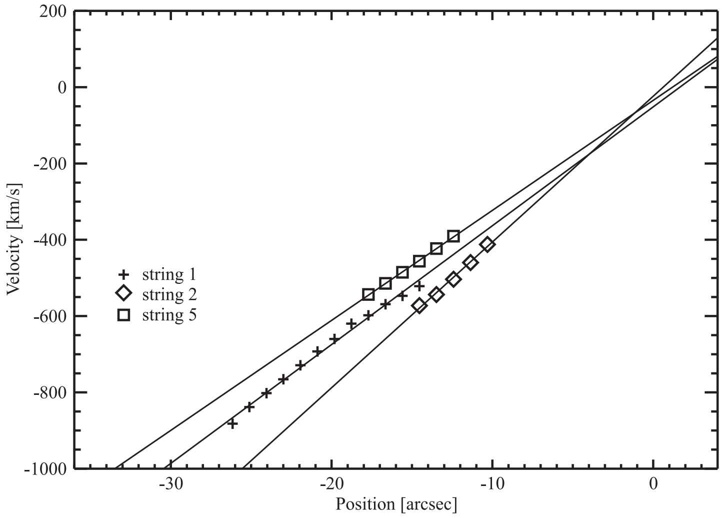


Abbildung 4.24: Ein Positions-Geschwindigkeits-Diagramm für die *Strings* 1, 2 und 5. Aufgetragen wurden hier die einzelnen Meßwerte für *String* 1 (Kreuze), *String* 2 (Rauten) und *String* 5 (Quadrate). Für jeden *String* wurde eine Ausgeleichsgerade errechnet und an die Meßwerte gefittet.

die schwächste Steigung auf. *String* 5 folgt von allen *Strings* am strengsten dem linearen Gesetz. Auch hier konnte keine knotige Geschwindigkeitsstruktur festgestellt werden. Das Messen des Linienverhältnisses für *String* 5 wurde dadurch erschwert, daß im Bereich des *Strings* schon starke Emission aus dem Hintergrund (der Strukturen um den Homunkulus-Nebel, genauer dem Kranz) dem *String* überlagert ist. Das [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnis wird unter Berücksichtigung dieses Hintergrundes zu 3.0 ± 0.3 abgeschätzt.

Nimmt man an, daß die *Strings* zusammen mit dem Homunkulus bei der *giant eruption* 1843 entstanden sind, also vor $t \sim 150$ Jahren, und geht man weiter davon aus, daß sie dabei direkt am Stern entstanden sind (was durch ihre Lage und Orientierung unterstützt wird), so läßt sich die Inklination ϕ der *Strings* bezüglich der Himmelsebene errechnen. Dabei seien $v_\mathrm{r} :=$ die Radialgeschwindigkeit der *Strings*, $s :=$ die projizierte Länge vom Stern bis zum Ende des *Strings* und $t :=$ die Zeit seit der *giant eruption* (bis zum Zeitpunkt an dem die Beobachtungen gemacht wurden). Aus diesen Parametern läßt sich dann der Inklinationswinkel wie folgt ermittelt: $\tan\phi = v_\mathrm{r}\, t\, s^{-1}$. Daraus ergeben sich Inklinationswinkel von 22° für *String* 1, 27° für *String* 2, und 20° für *String* 5. Der größte Fehler dieser Rechnung ergibt sich aus der Unsicherheit der Position von η Car auf den HST Bildern und unserer auf den Echelle-Spektren identifizierten Position des Sterns, der Fehler für den Winkel wird daher auf ± 3° abschätzt. Die Inklinationswinkel weisen darauf hin, daß die *Strings* in etwa der allgemeinen Neigung des Homunkulus folgen, der eine Inklination von $\phi = 28°$ besitzt (Duschl et al. 1995).

4.4.3 Wie entstehen die Strings ?

Die Analyse des Nebels um η Car führte zu der Entdeckung einiger Strukturen mit erstaunlichen Eigenschaften, den *Strings*. Alle 5 morphologisch identifizierten *Strings* sind extrem schmal, ungewöhnlich gerade, und besitzen ein erstaunliche hohes Länge-zu-Breite-Verhältnis, d.h. sie sind sehr stark kollimiert. Alle *Strings* von denen kinematische Daten vorhanden waren, zeigen ein streng lineares Geschwindigkeitsgesetz, ähnlich einem Hubble-Fluß. Die Geschwindigkeit nimmt mit dem projizierten Abstand des *Strings* von η Car zu.
Wie es zu solchen Strukturen kommen kann, ist bisher noch unklar, es seien hier mögliche Entstehungsmechanismen und Modelle diskutiert. Der Mangel an Information über diese Objekte erschwert eine Interpretation genauso wie der Mangel an vergleichbaren beobachteten Strukturen in der Astronomie. Wie hat man sich die *Strings* vorzustellen? Betrachtet man sich Morphologie und Kinematik, so lassen sich verschiedene Ideen ableiten:
Die *Strings* könnten ein homogener zusammenhängender Strahl aus Gas sein, ähnlich eines Wasserjets, der aus dem Nebel herrausschießt. Die *Strings* können ebensogut eine kontinuierliche Reihe von einzelnen Knoten sein, die sich aneinander reihen wie Perlen an einer Schnur. Jeder Knoten hätte dann eine intrinsische Geschwindigkeit, wobei jeder Knoten eine vom vorherigen Knoten unterschiedliche, höhere Geschwindigkeit beitzt. Vielleicht repräsentieren die *Strings* aber auch eine Art Geschoß. Ein Knoten an der Spitze der *Strings* schießt aus dem Homunkulus und produziert, ähnlich einem Kondensstreifen oder Schußkanal, eine Spur hinter sich. Bisher ist nicht klar, ob eine dieser oder eine völlig andere Vorstellung für die *Strings* zutrifft. Ein sogar noch größeres Problem bleibt die Erklärung des linearen Geschwindigkeitsgesetzes. Im folgenden seien einige der charakteristischen Eigenschaften der *Strings* diskutiert und mit bekannten Beispielen aus der Physik/Astrophysik verglichen.

- Warum sind die *Strings* so **gerade**?
  Angenommen, die *Strings* entstanden ursprünglich am Stern, bzw. in unmittelbarer Nähe, d.h. an der Sternoberfläche, so ergibt sich der gerade Verlauf der *Strings* aus einer Betrachtung der Rotation. Für einen *String*, der am Stern entsteht und keplerische Azimutalgeschwindigkeit besitzt und dann sich bis zur heutigen Entfernung ausdehnt, wird die azimutale Geschwindigkeit bei Drehimpulserhaltung vernachläßigbar. Solange der *String* entlang seiner Ausdehnung kein Drehmoment erfährt, bleibt er gerade, ausgenommen sind dabei

Richtungsänderungen durch Wechselwirkungen des *Strings* mit dem umgebenden Medium.

- Warum sind die *Strings* so **schmal** und extrem **kollimiert**?
  Dies wird sehr wahrscheinlich dadurch erreicht, daß die *Strings* sich mit Überschallgeschwindigkeit durch das umgebende Medium bewegen. Die Expansion senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der *Strings* (also ihre Verbreiterung) wird bestenfalls durch die thermische Geschwindigkeit gegeben. Bei gemessenen Geschwindigkeiten (die, da es radiale Geschwindigkeiten sind nur ein unteres Limit liefern) und der beobachteten Länge der *Strings* ergibt sich für solch eine Verbreiterung der *Strings* ein Öffnungswinkel von höchstens $1°$.

- Warum zeigen die *Strings* ein **lineares Geschwindigkeitsgesetz**? Diese ist sicherlich die ungewöhnlichste Eigenschaft der *Strings*. Mit ziemlicher Sicherheit kann von Anfang an ein geometrischer Projektionseffekt als Erklärung ausgeschlossen werden. Dafür müßten alle *Strings* Gebilde darstellen, die in einer ganz speziellen Art und alle auf die gleiche Weise auf uns zu gekrümmt sind. Woher kommt also dieser Linearität? Verglichen seien hier Modelle, die in einem ähnlichen Zusammenhang ein solches Gesetz hervorbringen:
  Sternwind: Für einen Sternwind in der unmittelbaren Umgebung des Sterns (d.h. bis hin zu einigen Sternradien) ist ein lineares Gesetz für den Geschwindigkeitsverlauf des Sternwindes eine recht gute Annäherung. In der Entfernung, in der sich allerdings die *Strings* von η Car befinden, ist diese Approximation aber nicht mehr gerechtfertigt.
  Stellare Explosionen: In Rechnungen zu stellaren Explosionen zeigt sich allerdings, daß ein lineares Gesetz ein gute Näherung für große Abstände ist (Tscharnuter & Winkler 1979), also an dem Punkt, an dem die Explosionsfront ins interstellare/zirkumstellare Medium läuft. Dies stellt wahrscheinlich eines der besten Modelle für die *Strings* dar, ein lineares Gesetz durch einen Explosionsmechanismus.
  Geschwindigkeitsspektrum: Man kann natürlich annehmen, daß die *Strings* schon mit einem gewissen intrinsischen Spektrum an Geschwindigkeiten gestartet sind. Angenommen, die Entstehungszeit der *Strings* war wesentlich kürzer als ihre Entwicklungszeit seitdem, und sie entstanden mit einer gewissen Verteilung an Geschwindigkeiten, dann fliegt der schnellere Teil immer noch voraus und die langsameren hinterher und erzeugen so den *String*. Dieses Modell führt dann aber sofort zur nächsten ungeklärten Frage : Wie erzeugt man ein Geschwindigkeitspektrum von mehreren 100 $\mathrm{km\,s^{-1}}$?

Das lineare Geschwindigkeitsgesetz bleibt ungeklärt, es scheint bei η Carinae aber nicht einzigartig zu sein. Bei Untersuchungen der Eigenbewegung des inneren bipolaren Teils des Homunkulus zeigt sich ebenfalls eine lineare Expansion (Currie

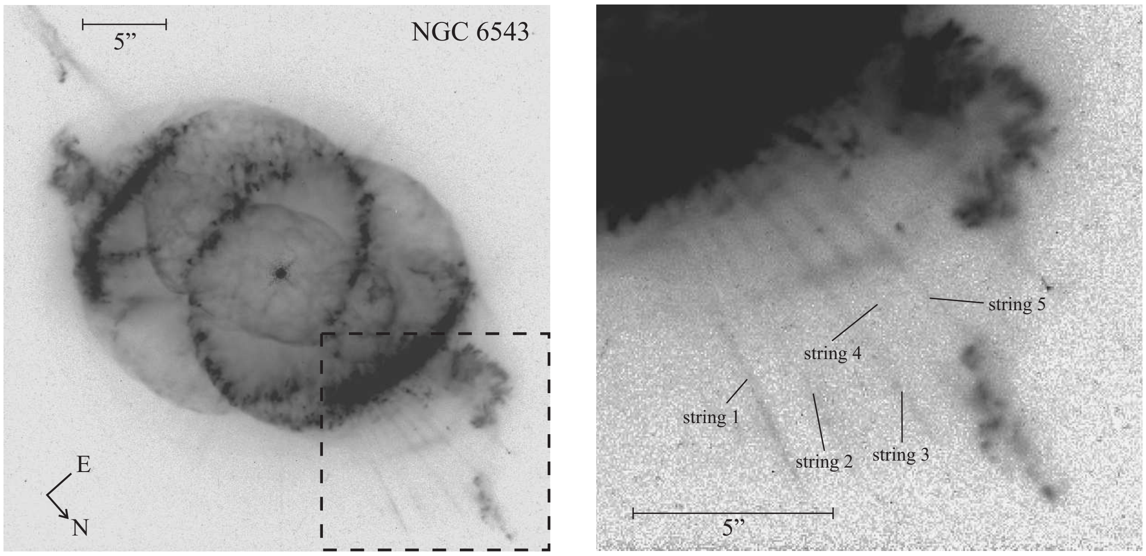


Abbildung 4.25: Aufnahme des HST (F658N-Filter) vom Planetrischen Nebel NGC 6543. *Links:* Circa 36″× 36″Abbildung des größeren Nebels, mit der PC des HST gemacht. *Rechts:* Hier ein kleinerer Ausschnitt des nördlichen Teils des Nebels, in dem sich die 5 identifizierten *Strings* befinden.

et al. 1996). Auch wurde in Kapitel 4.3.2 gezeigt, daß sich die Kinematik einiger Strukturen im äußere Nebel um η Car am besten erklären lassen, wenn man für sie ein lineares Geschwindigkeitsgesetzt ansetzt. Dies führt erneut dazu, einen Explosionsmechanismus als Ursache für das lineare Geschwindigkeitsgesetzt als Erklärung zu favorisieren.

4.4.4 Sind die Strings einzigartig ?

Untersucht man weitere LBV-Nebel, so zeigt sich, obwohl viele der Nebel kleinskalige Strukturen aufweisen, daß keine anderen LBVs *Strings* besitzen. Insbesondere die HST-Aufnahmen von HR Car oder AG Car sollten Strukturen vergleichbarer Art und Größe auflösen. Erstaunlicherweise sind die *Strings* aber dennoch nicht einzigartig. Betrachtet man HST-Aufnahmen (in [N II], F658N-Filter) des Planetarischen Nebels (PN) NGC 6543, so zeigt auch dieser entlang seiner Hauptachse string-ähnliche Gebilde. Um dies zu zeigen und mit den *Strings* in η Car zu vergleichen, wurden wieder Archivdaten des HST verwendet und reanalysiert. Die Reduktion und Auswertung erfolgte in analoger Weise zu den HST-Daten von η Carinae, siehe dazu auch Kapitel 3. Harrington & Borkowki (1994, 1995) erwähnten erstmals lange, schmale, radiale Strukturen in diesem PN. Abb. 4.25 zeigt den Nebel NGC 6543 sowie einen vergrößerten Ausschnitt aus dem nördlichen Teil. Dort wurden fünf, eventuell sieben

Tabelle 4.5: Parameter der *Strings* in NGC 6543; für die Breiten wurden minimale und maximale Werte angegeben

String	Länge [10^{-3} pc]	Breite [10^{-3} pc]	L/B
1	39	0.8−1.3	30−50
2	43	0.5−1.3	33−82
3	39	0.5−1.3	30−74
4	43	0.5−1.5	10−30
5	35	1.5−2.1	17−22

Strings identifiziert und *String* 1 − 5 benannt. Vergleicht man die morphologischen Eigenschaften der *Strings* in η Car mit denen in NGC 6543, so findet man eine merkliche Ähnlichkeit, insbesondere die linaren Größen der *Strings* sind in beiden Fällen nahezu gleich. Tabelle 4.5 listet die Parameter der *Strings* in NGC 6543, wobei angenommen wurde, daß NGC 6543 etwa 1 170 pc von uns entfernt liegt (Castor et al. 1981).

Es zeigt sich immer mehr eine morphologische und physikalische Ähnlichkeit von Nebeln um LBVs und Planetarischen Nebeln. Hydrodynamischen Rechnungen von Wind-Wind-Wechselwirkungen scheinen dies weiter zu belegen, siehe dazu Kapitel 2.2 und z.B. Frank et al. (1998), Frank (1999). Um das Entstehen von LBV-Nebeln und den *Strings* besser zu verstehen, wären weitere Vergleiche mit den Planetarischen Nebeln sehr aufschlußreich. Durch räumlich höchauflösende Spektroskopie mit dem HST-STIS Spektrographen, die im Zuge dieser Arbeit von mir beantragt und genehmigt wurden (GO 8155: Highly collimated strings in the nebula around η Carinae – a new phenomenon, PI: K. Weis), sollen in naher Zukunft weitere Informationen über die *Strings* in η Carinae gewonnen werden. Insbesondere die Ionisationsstruktur der *Strings* kann weitere Hinweise darauf geben, ob die *Strings* eher ‘eine Knotenkette, einen Wasserjet oder einen Kondensstreifen’ darstellen.

4.5 Röntgenstrahlung des Nebels um η Car

Erstmals wurde 1972 mit Hilfe eines Proportionalzählers an Bord einer Terrier-Sandhawk-Rakete Röntgenstrahlung in der Carina-Region detektiert (Hill et al. 1972) und mit dem Stern η Carinae in Verbindung gebracht. Weitere Beobachtungen mit *Ariel 5* (Seward et al. 1976), *OSO 8* (Becker et al. 1976, Bunner 1978) und *Uhuru* (Forman et al. 1978) folgten. Doch erst mit dem Start des *Einstein Observatory* reichte die Auflösung der Röntgenbilder bis hin zu einigen Bogensekunden beim *High Resolution Imager* (HRI). Erst dann konnte die bisher detektierte Röntgenstrahlung sicher zugeordnet werden. Die Röntgenemission aus der Carina-Region stammt aus individuellen Quellen (heißen Sternen), aus jungen Sternhaufen (z.B. Trumpler 14 und 16) und einer großräumig verteilten diffusen Komponente, resultierend aus der Strahlung der Carina-H II-Region. (Seward et al. 1979, Seward & Chlebowski 1982). In einem ersten Vergleich der Röntgenstrahlung mit der optischen Emission finden Seward et al. (1979) η Car selbst als eine ausgedehnte Quelle. Hier schließen die Autoren auch die Entstehung der Röntgenstrahlung durch Supernova-Explosion aus, sie schlagen ein Modell vor, in dem die Röntgenstrahlen durch eine Stoßwelle von η Car produziert wurden. Erstmals 1984 (Chlebowski et al.) wird eine detaillierte Analyse der ausgedehnten Quelle unternommen, in der ein *overlay* mit optischen Daten zeigt, daß ein Teil der Röntgenstrahlen aus bekannten Gebieten des Homunkulus-Nebels resultiert, so z.B. aus dem *W arc*, der *E condensation* und der *S condensation* (Notation siehe Abb. 4.4). Es zeigt sich, daß die Röntgenstrahlen aus dem Homunkulus in erste Linie weiche Röntgenstrahlen sind, während der Stern η Car eine Punktquelle harter Röntgenstrahlen ist. Diese harte Strahlung wird durch die Messung mit dem *Ginga*-Satelliten (Empfindlichkeitsbereich: $2 - 37$ keV) bestätigt und hier auf etwa 4.1 keV festgelegt (Koyama et al. 1990). Mit dem *Röntgensatellit* (ROSAT) wurde die Auflösung erneut verbessert und eine höhere Sensitivität insbesondere für weiche Röntgenstrahlung (0.1 bis 2.4 keV) erreicht. Beobachtungen von η Carinae wurden mit diesem Satelliten sowohl mit dem *Position Sensitive Proportional Counter* (PSPC) als auch dem *High Resolution Imager* (HRI) gemacht. Arbeiten zu diesen Messungen zeigen eindeutig die Existenz zweier getrennter Quellen der Röntgenstrahlen: die weiche diffuse Strahlung des Homunkulus, sowie die harte punktförmige und variable Strahlung vom Stern η Car (siehe z.B. Corcoran et al. 1994, 1995, 1996, 1997). Ähnliche Ergebnisse wurden bei Untersuchungen mit dem *Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics* (ASCA) erzielt (Corcoran et al. 1998, Tsuboi et al. 1997). Aufgrund der guten spektralen Auflösung wurde dabei auch festgestellt, daß die Variabilität den Verlauf des Röntgenspektrums nicht beeinflußt (Corcoran et al. 1998). Trotz der umfangreichen Arbeiten auf diesem Gebiet ist bis heute nicht sicher geklärt, wie die Röntgenstrahlung im Homunkulus erzeugt wird.

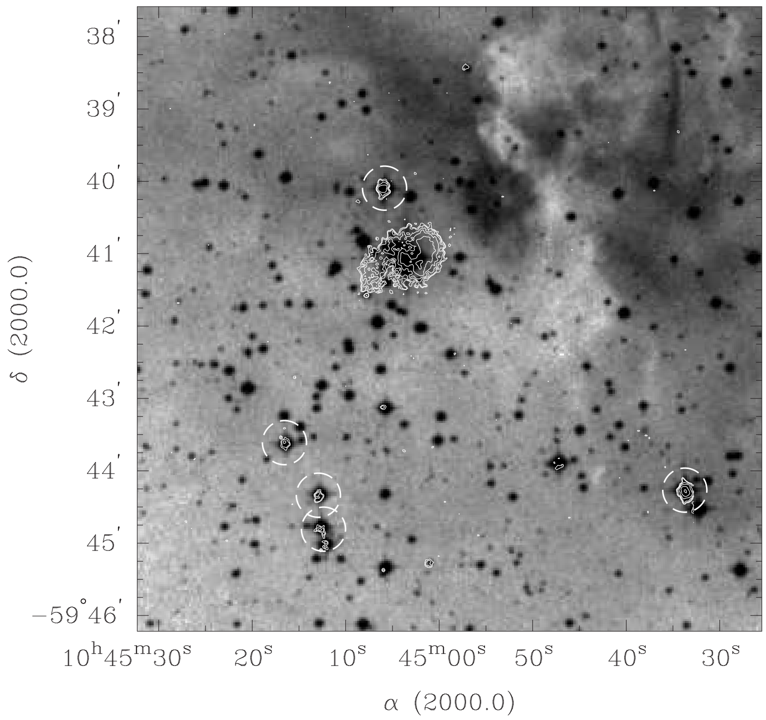


Abbildung 4.26: Ein Vergleich des HRI Bildes (Konturen) mit einem Bild aus dem DSS zeigt den ausgedehnten Röntgennebel um η Car sowie die Lage einiger Röntgenpunktquellen (gestrichelt eingekreiste Sterne), die zur Verbesserung der relativen Positionierung des ROSAT/HRI-Bildes dienten. Rechts von η Car ist auf dem optischen Bild auch der *Keyhole*-Nebel sichtbar.

4.5.1 Morphologie der Röntgenemission

Bilder der Röntgenemission von η Car wurden mit dem PSPC und dem HRI gemacht. Zur Analyse (siehe Kapitel 3) wurden die HRI-Datensätze verwendet (HRI-Beobachtungen: rh900385n00 und rh900385a03), die eine Integrationszeit besitzen, die lang genug ist, um die schwache, diffuse Strahlung des Homunkulus zu detektieren. Nach der Auswahl einzelner OBI und deren Datenreduktion verblieb eine gesamte Belichtungszeit von 49 000 Sekunden. Ein großräumigeres Bild der HRI-Aufnahme zeigt Abb. 4.26, auf dem die HRI-Aufnahmen in Form von Konturen dargestellt sind, das unterlegte optische Bild stammt aus dem Digital Sky Survey (DSS). Neben dem ausgedehnten Röntgennebel um η Car zeigt das Bild eine Übereinstimmung mit weiteren Punktquellen im Feld. Sie dienten zur Verbesserung der relativen Positionierung des ROSAT-Bildes. Sicher identifiziert und gemessen wurden die Sterne HD 93205, HDE 303308, CD$-$59°2635,CD$-$59°2636,CD$-$59°2641 (aus Massey & Johnson 1993). Die astrometrischen Koordinaten dieser Sterne konnten dann mit Hilfe des DSS ermittelt werden. Die Positionsgenauigkeit der hier verwende-

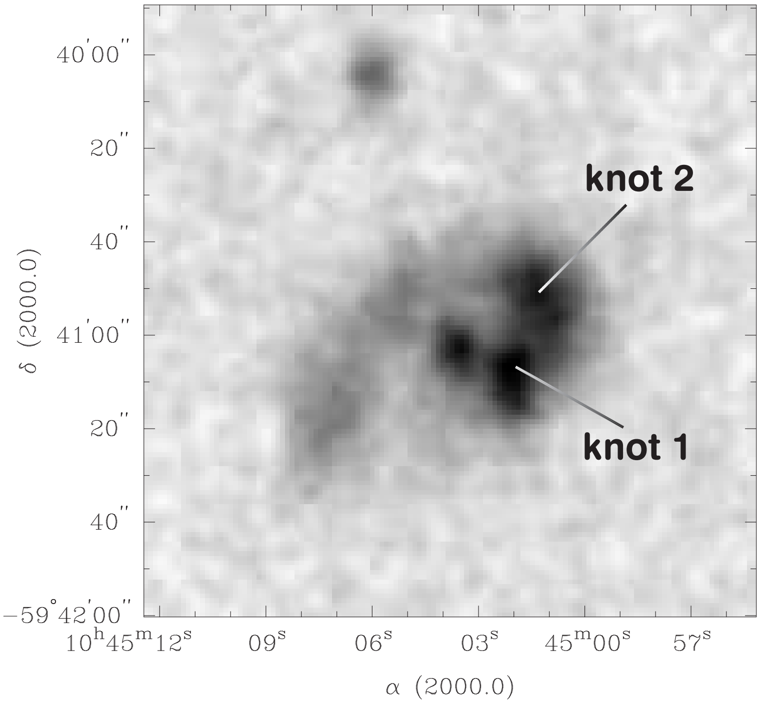


Abbildung 4.27: Die diffuse, weiche Röntgenstrahlung aus dem Nebel um η Car sowie die zentrale harte Emission des Sterns ist hier in einer Aufnahme des ROSAT/HRI zu sehen. Zwei röntgenhelle Knoten wurden identifiziert und hier markiert mit *knot 1* und *knot 2*.

ten Röntgenbilder bezüglich dieser Sternkoordinaten wird auf etwa $0\farcs5$ abgeschätzt. Diese Verbesserung der Koordinaten und die genaue Zentrierung des Bildes war insbesondere für einen Vergleich der Röntgendaten mit den optischen Daten notwendig. Das vollständig reduzierte HRI-Röntgenbild der gesamten Belichtungszeit zeigt Abb. 4.27. Da die Zentralquelle variable ist, wurden der Röntgendatensatz nochmals unterteilt und zwar in die Meßzeiten, in denen die Zentralquelle hell und in Zeiten, in der sie niedrig war. Die beiden Zustände zeigt Abb. 4.28. Das Bild links zeigt Messungen zu Zeiten in denn η Car stärker im Röngten emittiert, während im rechten Bild fast keine Strahlung vom Zentralstern kommt.

Betrachtet man die Verteilung der Röntgenemission (Abb. 4.27), so fällt sofort auf, daß der Röntgennebel von η Car wesentlich ausgedehnter ist als der bipolare zentrale Homunkulus-Nebel im Optischen. Er reicht sogar weiter als die *S ridge* oder die *N condensation* (Notation siehe Abb. 4.4 rechts). Auch zeigt sich, daß im Gegensatz zum optischen Nebel die Röntgenstrahlung nicht bipolar verteilt ist. Die Röntgenemission des Homunkulus formt eine haken-ähnliche Struktur um den Stern. η Car selbst bildet eine zentrale variable Quelle (vergleiche Abb. 4.28). Etwa ein Drittel des Röntgennebels zeigt eine hohe Röntgenflächenhelligkeit (PA=210°

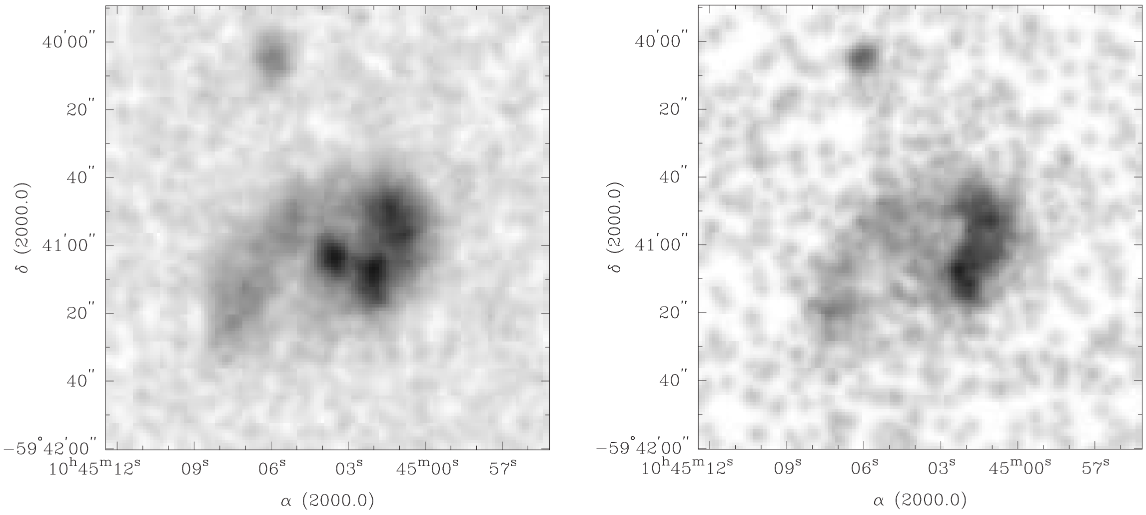


Abbildung 4.28: Dargestellt ist hier wieder die Röntgenstrahlung des von η Carinae und die des Nebels, sortiert nach den Zeiten der Belichtung in denen die Emission des Zentralsterns hoch (links) und in denen sie niedrig war (rechts). Deutlich sieht man den Unterschied durch die Variabilität des Zentralsterns.

bis 330°), die dann abrupt um etwa einen Faktor 3 abfällt und auf diesem Level bleibt (PA=330° bis 130°). Der Rest des Nebels hat eine geringe, kaum detektierbare Flächenhelligkeit. Abbildung 4.27 zeigen neben dieser großflächigen Verteilung verschiedene lokale Maxima der Röntgenemission. Im Süd-Westen befindet sich das hellste Maximum (bei einer Position von etwa $\alpha \approx 10^{\mathrm{h}}45^{\mathrm{m}}2^{\mathrm{s}}\!.0, \delta \approx -59°41'08''$), das hier mit *knot 1* bezeichnet werden soll. Das Maximum bildet eine etwa dreieckige Helligkeitsverteilung, wobei eine Spitze in Richtung auf die Zentralquelle zeigt. *Knot 1* fällt etwa mit der Position der *S condensation* zusammen. Von dort weist eine schwächere Röntgenemission nach Süden. *Knot 2*, ein zweites Röntgenmaximum ($\alpha \approx 10^{\mathrm{h}}45^{\mathrm{m}}1^{\mathrm{s}}\!.4, \delta \approx -59°40'53''$), befindet sich nord-westlich von η Car in einem Teil des Nebels, in dem keine hellere optische Komponente zu sehen ist, aber mehrere Knoten sehr niedriger optischer Flächenhelligkeit gefunden wurden. Dieser Röntgenknoten kann in $2-3$ Unterstrukturen eingeteilt werden. Zwei lokale Maxima der Röntgenemission sind von Gebieten niedrigerer Flächenhelligkeit nördlich und östlich von η Car umgeben. Die Maxima liegen bei $\alpha \approx 10^{\mathrm{h}}45^{\mathrm{m}}4^{\mathrm{s}}\!.5; \delta \approx -59°41'23''$ sowie bei $\alpha \approx 10^{\mathrm{h}}45^{\mathrm{m}}5^{\mathrm{s}}\!.5, \delta \approx -59°40'58''$ und sind wesentlich ausgedehnter und weniger stark als die beiden Hauptmaxima *knot 1* und *knot 2*. Eine Betrachtung der Röntgenemission des Sterns zeigt, daß diese Komponente keine Punktquelle darstellt, sondern leicht elongiert ist (entlang eines PA= 30°). Vergleiche mit anderen Punktquellen im HRI-Feld beweisen, daß diese Elongation nicht aus Problemen der Zentrierung oder dem sogenannten *wobbeling* von ROSAT stammen, sondern intrinsisch ist. Auffällig in diesem Zusammenhang ist, daß die Orientierung dieser

Röntgenelongation mit der an dieser Stelle gefundenen Ausrichtung der äquatorialen Scheibe identisch ist (Duschl et al. 1995). Dies mag auf einen Zusammenhang zwischen der Scheibe und dieser Röntgenquelle hinweisen.

Vergleich man weiter die Röntgenemission in den jeweiligen Bildern in denen η Car hell bzw. niedrig in Röntgen emittiert, so sind trotz des schlechteren Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses im Bild des niedrigen Zustandes von η Car einige Unterschiede festzustellen. Die Form von *knot 1* ist verschieden derart, daß der hellste Teil weiter von η Car weg ist, im dem Bild, in dem der Zentralstern hell ist. Dieses Bild wurde zeitlich später aufgenommen. Auch die Morphologie des *knot 2* erscheint unterschiedlich.

4.5.2 Ein Vergleich der Röntgenemission mit HST-Bildern und der Kinematik des Nebels

Wie schon erwähnt und in Abb. 4.29 verdeutlicht, unterscheiden sich die Morphologie des optischen Nebels um η Car und die der Röntgenemission deutlich voneinander. Außer dem Zentralstern und der *S condensation* gibt es zwischen den optischen und den Röntgen-Aufnahmen keine dirket sichtbare Korrelationen. Dies ändert sich aber, wenn neben der optischen Emission auch die Geschwindigkeitsinformation über die optischen Strukturen verwendet wird. Der vorliegende Datensatz hochaufgelöster Langspalt-Echelle-Spektren von η Car wurde hier für einen Vergleich verwendet (Daten siehe Kap. 3). Dieser Datensatz sowie die tiefen HST-Aufnahmen zeigen eine großräumige Verteilung von Knoten und Filamenten um den Homunkulus (näheres dazu in Kap. 4.3.2). Die Ausdehnung (d.h. Entfernung von η Car) der schwachen Filamente entspricht hierbei in etwa der maximalen Ausdehnung der Röntgenstrahlung. In der unteren Abb. 4.29 wurden die maximalen radialen Geschwindigkeiten der Filamente angegeben. In Gebieten mit ähnlichen Radialgeschwindigkeiten wurde jeweils der Maximalwert eines Ensembles verwendet. Um zu großer Konfusion im Bild vorzubeugen, wurden in Abb. 4.29 die negativen Geschwindigkeiten nicht mit einem Minuszeichen versehen, sondern sind unterstrichen dargestellt. Für einen schnelleren Überblick wurden Geschwindigkeitsbereiche dadurch unterschieden, daß unterschiedliche Schriftgrößen verwendet wurden. Die kleinste Schriftgröße bezeichnet den Bereich $|v_{\rm rad}| \leq 300\,{\rm km\,s^{-1}}$, von da an wachsen die Größen für die Bereiche $300\,{\rm km\,s^{-1}} < |v_{\rm rad}| \leq 600\,{\rm km\,s^{-1}}$, $600\,{\rm km\,s^{-1}} < |v_{\rm rad}| \leq 1000\,{\rm km\,s^{-1}}$, und $1000\,{\rm km\,s^{-1}} < |v_{\rm rad}|$.

Ein Vergleich der Morphologie der Röntgenstrahlung mit der der Verteilung der optischen Emission (HST-Daten) sowie der Verteilung der Radialgeschwindigkeiten zeigt nun eine gute Korrelation. Gebiete hoher Röntgenemission stimmen mit Regionen überein in denen die Radialgeschwindigkeiten der Knoten hoch ist. Die

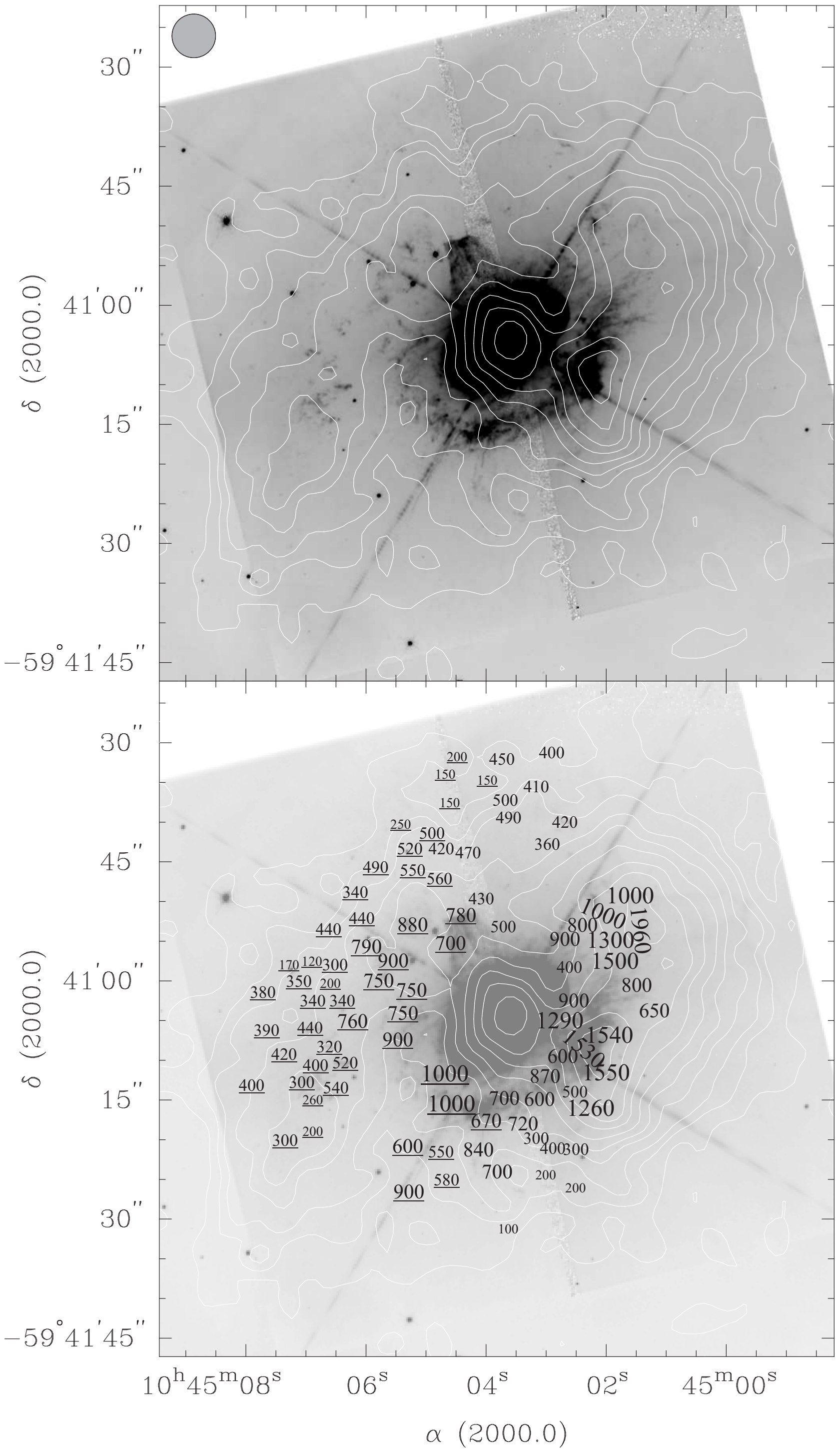


Abbildung 4.29: Diese Abbildung zeigt einen Vergleich der Röntgenstrahlung (Konturen) des Nebels um η Car mit der optischen Emission (HST-Bild, F656N-Filter). Im unteren Bild wurden zusätzlich repräsentative Geschwindigkeiten einzelner Regionen angegeben. Unterstrichene Geschwindigkeiten sind negativ.

Entstehung und Morphologie der Röntgenstrahlung läßt sich also auf die Geschwindigkeitsverteilung der diffusen Knoten im Nebel zurückführen. Die schnellsten Knoten produzieren die stärkste Röntgenemission, die langsamsten nur eine schwache, wenn überhaupt messbare Röntgenstrahlung. Diese Übereinstimmung geht sogar soweit, daß in den Gebieten, in denen wenige oder gar keine Knoten gefunden wurden auch nur geringe bzw. schwache Röntgenstrahlung gemessen wurde. Dies gilt besonders für den Bereich des Nebels südlich von η Car in dem keine Röntgenemission im HRI-Bild gemessen wurde (siehe Abb. 4.27, bei einer Position von etwa $\alpha \approx 10^{\mathrm{h}}45^{\mathrm{m}}05^{\mathrm{s}}, \delta \approx -59°42'20''$). Da nicht zwangsläufig die hellsten Knoten auch die schnellsten sind, existiert keine eindeutiger Zusammenhang von optischer mit Röntgenemission.

Im Zuge des Vergleiches von Röntgenemission mit den Radialgeschwindigkeiten der Knoten muß allerdings folgendes beachtet werden:

- Radialgeschwindigkeiten sind zum einen ein geeignetes, zum anderen ein ungeeignetes Nachweismittel für die Kinematik des Gases. Radialgeschwindigkeiten geben von der wahren Raumgeschwindigkeit immer den minimalen Wert an, das heißt die eigentliche Geschwindigkeiten der Knoten kann nur schneller sein. Gleichzeitig können aber Projektionseffekte dafür sorgen, daß die Radialgeschwindigkeit sich sehr stark von der wahren Geschwindigkeit unterscheidet, so z.B. wenn der Knoten sich direkt in der Himmelsebene bewegt. In diesem Falle ist die radial gemessene Komponente nicht repräsentativ für die eigentliche Geschwindigkeit. Leider existieren in den äußeren Bereichen des Nebels um η Car, in dem die Knoten gemessen wurden, kaum Messungen der tangentialen Geschwindigkeiten, um daraus die wahre Raumgeschwindigkeit zu ermitteln. Ein Vergleich mit vorhandenden Messungen (Walborn et al. 1978, Walborn & Blanco 1988) zeigt allerdings, daß dort, wo sie bekannt sind, die Tangentialgeschwindigkeiten und die Radialgeschwindigkeiten in fast allen Fällen vergleichbar sind. Daher kann die Radialgeschwindigkeit in guter Näherung als ein Indiz für die Raumgeschwindigkeit verwendet werde.

- Das Datenmaterial bezüglich der kinematischen Information ist sicherlich weniger komplett als die Emission der Röntgenverteilung. Eine Komplettierung wird in erster Linie dadurch erschwert, daß die einzelnen Knoten sicher gefunden und detektiert werden müssen. Dieses Verfahren ist unsicher und führt zu einem unvollständigerem Sample als die Detektion der diffusen homogenen Röntgenemission.

4.5.3 Der Urspung der Röntgenemission im Nebel um η Car

Wie im vorherigen Kapitel gezeigt wurde, existierte eine gute Relation zwischen der räumlichen Verteilung der schnellsten Knoten und der Morphologie der Röntgenemission. Dies läßt eine Interpretation bezüglich der Entstehung der Röntgenstrahlung im Nebel um η Car zu. Material, das von η Car weggeschleudert wurde (wahrscheinlich während der *giant eruption*), trifft auf das umliegende interstellare Medium und wechselwirkt mit diesem. Dies geschieht zum Teil bei extrem hohen Geschwindigkeiten, wie es durch die Echelledaten und in Abb. 4.29 verdeutlicht wird. Durch diese Wechselwirkung des zirkumstellaren mit dem interstellaren Medium bei hohen Geschwindigkeiten entstehen Stoßwellen, die zur Emission von Röntgenstrahlung führen. Die Stärke der Röntgenemission ist dann abhängig von der Höhe der Stoßgeschwindigkeit, die hier in Form der Radialgeschwindigkeit als unteres Limit abgeschätzt werden kann, und von der Dichte des Gases. In diesem Zusammenhang ist eine Abschätzung wichtig, welche Stößes mit Hilfe der Messungen des ROSAT-HRI noch detektiert werden können. Nimmt man eine Säulendichte von $\log N_{\mathrm{H}} \approx 21.6$ (z.B., Corcoran et al. 1998), so werden Stöße, die nur eine weiche – niederenergetisches – Röntgenspektrum haben, nicht sichtbar, da die Röntgenstrahlung durch das Vordergrundmaterial absorbiert wird. Nur Stöße, die durch Wechselwirkungen bei Geschwindigkeit von $v_{\text{Stoß}} > 300\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ entstehen, emittieren Röntgenstrahlung, die in den vorliegenden ROSAT-Daten gemessen werden kann. Ebenfalls bleiben solche Stöße undetektiert, die eine sehr harte Röntgenstrahlung produzieren, da ROSAT nur Energien messen kann, die kleiner als 2 keV sind.

Knot 1 und *Knot 2* besitzen die größten Röntgenflächenhelligkeiten. Gleichzeitig stellen sie die Gebiete mit den Strukturen der höchsten Radialgeschwindigkeiten dar und zwar mit $1\,500\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und $1\,900\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Diese Geschwindigkeiten entsprechen *post-shock*-Plasmatemperaturen von $T_{\mathrm{ps}} \sim 3\,10^7$ und $5\,10^7$ K (mit $T_{\mathrm{ps}} = V^2(3\mu/16k)$; V: radiale Geschwindigkeit als Indiz für die Stoßgeschwindigkeit, μ: Molekulargewicht, k: Boltzmann-Konstante). Bei dieser Abschätzung wurde ein normales He/H-Verhältnis von 0.1 angenommen. Würde man ein höheres Verhältnis verwenden, wie es für entwickelte Sterne durch das aufgemischte, im Kernbrennen erzeugte Material der Fall wäre (hier erwartet man He und N erhöht und C und O erniedrigt durch den CNO-Zyklus), so wären die *post-shock*-Temperaturen noch höher. Für ein He/H-Verhältnis von 0.33 erhöhen sich die Werte z.B. um einen Faktor von 1.5. Wie Abb. 4.29 zeigt, liegen die durchschnittlichen Radialgeschwindigkeiten bei etwa $|v_{\mathrm{rad}}| \sim 400\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, dies entspricht einer $T_{\mathrm{ps}} \sim 2\,10^6$ K. ASCA Spektren vom Nebel um η Car zeigen, daß das Röntgenplasma recht gut durch ein Zwei-Komponenten-Modell beschrieben werden kann, in dem die Plasmatemperaturen bei $3.2\,10^6$ und $6.3\,10^7$ K liegen (Corcoran et al. 1998). Die Autoren schreiben die beiden Komponenten zum einen die harte Strahlung dem Stern zu, die weiche der diffusen Emission des Nebels. Aufgrund der schlechten räumlichen Auflösung von ASCA ist keine eindeutigere Unterscheidung möglich. Die Temperaturen der beiden Komponenten des ASCA-Spektrums stimmen allerdings sehr gut mit denen aus den Stoßgeschwindigkeiten ermittelten *post-shock*-Temperaturen überein. Das ASCA-Spektrum kann daher auch mit Entstehung der Röntgenstrahlung durch Stoßwellen erklärt werden. In den äußeren Bereichen des Nebels sinken die Expansionsgeschwindigkeiten unter etwa $200\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, bzw. unter *post-shock*-Temperaturen von $5\,10^5$ K, und sind damit zu niedrig, um mit dem ROSAT-HRI detektiert zu werden. Dies erklärt das abrupte Ende der Röntgenemission im Norden und Osten des Nebels (vgl. Abb. 4.29). Im Süd-Westen hingegen, an der Stelle, an der *knot 1* und *knot 2* immer schwächer werden, wurden keine weiteren kinematischen Knoten gefunden. Das ausgedehnte Röntgengas kann hier nur dadurch erklärt werden, daß heißes Gas wegströmt und bei größeren Entfernungen Röntgenstrahlung emittiert.

Ein Vergleich von optischer und Röntgenmorphologie zeigte ein extrem verschiedenes Aussehen des Nebels um η Car. Erst mit Hilfe der kinematischen Daten konnte hier nun gezeigt werden, daß die Ursache für den Unterschied in der Entstehung der Röntgenstrahlung liegt. Die Emission im Röntgenbereich wird darauf zurückgeführt, daß vom Stern η Car schnell wegströmendes Material auf das umliegende Medium trifft und zu Stoßwellen führt. Diese Stöße erreichen Stoßtemperaturen, die so hoch sind, daß das Gas im Röntgenbereich (insbesondere dem von ROSAT beobachtbaren) emittiert. Der Vergleich der räumlichen Verteilung der Geschwindigkeiten mit der Intensität der Röntgenstrahlung, wie es Abb. 4.29 illustriert, beweist die gute Korrelation der Geschwindigkeiten mit der Intensität und unterstützt das Modell. Eine Abschätzung der Stoßtemperatur mit Hilfe der gemessenen Radialgeschwindigkeiten stimmt sehr gut mit den Temperaturen überein, die aus den ASCA-Spektren bestimmt werden konnten.

Kapitel 5

Bipolare Strukturen im Nebel um den LBV-Kandidaten WRA 751

In the universe the difficult things
are done as if they were easy.
Lao-Tsu

5.1 Der Stern WRA 751 und sein Nebel

Der Stern WRA 751, auch als He 3-591 bekannt, wurde von Henize (Roberts 1962) zunächst als Wolf-Rayet-Stern klassifiziert. Eine erste detaillierte Studie über dieses Objekt findet man im Carlson-und-Henize-Sample über ungewöhnliche Emissionsliniensterne auf der südlichen Himmelshemisphäre (Carlson & Henize 1979). In dieser Arbeit wurden auch erstmals die starken [Fe II]-Linien bemerkt, die für LBVs typisch sind. Der Stern wurde hier als Bep klassifiziert. Carlson und Henize weisen weiter daraufhin, daß das Spektrum von WRA 751 Ähnlichkeit mit dem eines anderen Sterns ihres Samples besitzt, mit dem von HR Car. Dieser Stern gehört heute eindeutig zur Klasse der LBVs. Nach neueren spektroskopischen und photometrischen Untersuchungen zeigen Hu et al. (1990), daß WRA 751 ein guter Kandidat für einen LBV ist. Sie finden, daß, zusätzlich zu den charakteristischen Eisenlinien, WRA 751 auch die für einen LBV typischen irregulären Helligkeitsvariationen zeigt. Der Stern wird hier als O9.5 eingestuft, mit einer bolometrischen Helligkeit von $M_{\rm bol} = -9.6^{\rm m}$. Die Autoren ermitteln außerdem eine Effektiv-Temperatur mit $T_{\rm eff} = 30\,000$ K, eine Rötung von $E(B-V) = 1.8$, sowie eine Anfangsmasse (d.h. Masse des Sterns auf der Alter-Null-Hauptreihe) von $M = 50$ $M_\odot$. Die Entfernung wird mit etwa 5 kpc angesetzt.

Ein Jahr später, 1991, finden Hutsemékers & Van Drom (1991a), daß WRA 751 von einem zirkumstellaren Nebel umgeben ist, der etwa 22″ im Durchmesser ist. Der Nebel erscheint sphärisch symmetrisch und weist eine diffuse Struktur auf. Die Spektren des Nebels zeigen, daß er nur schwach ionisiert ist, mit einer Elektronentemperatur von $T_{\mathrm{e,neb}} < 15\,000\,\mathrm{K}$ und einer Elektronendichte von $n_{\mathrm{e}} \sim 400\,\mathrm{cm}^{-3}$. Diese Spektren mittlerer Auflösung zeigen eine Expansionsgeschwindigkeit des Nebels von etwa $v_{\mathrm{exp}} = 26\,\mathrm{km\,s}^{-1}$. Die Entfernung schätzen die Autoren kinematisch ab durch die Radialgeschwindigkeit des Systems und die Rotationskurve unserer Galaxis. Es ergibt sich ein Wert von 7 kpc. Der Durchmesser des Nebels wird damit auf 0.38 pc abgeschätzt. Weitere Analysen auch im Infraroten (siehe de Winter 1992) führen zu einer Abschätzung der Massenverlustrate von $\dot{M} \sim 10^{-5.5}$ bis $10^{-6}\ M_{\odot}\mathrm{a}^{-1}$ und einer Windgeschwindigkeit von circa $v_{\mathrm{wind}} = 500\,\mathrm{km\,s}^{-1}$. Die NIR-Messungen zeigen, daß eine kühle und staubige Hülle den Stern WRA 751 umgibt. Eine Untersuchung von van Genderen et al. (1992) beschäftigte sich ausschließlich mit der Entfernungsbestimmung von WRA 751 und legt den bisher aktuellsten Wert von $4-5$ kpc fest. Die Überarbeitung von García-Lario et al. (1998) einiger Parameter führt zu den folgenden Werten: $T_{\mathrm{eff}} \sim 25\,000\,\mathrm{K}$, $v_{\mathrm{exp}} = 24\,\mathrm{km\,s}^{-1}$ und $n_{\mathrm{e}} \sim 200\,\mathrm{cm}^{-3}$.

Um ein besseres Modell der Morphologie und Kinematik des Nebels um WRA 751 zu erhalten, habe ich hochaufgelöste Echelle-Spektren mit dem 4 m-CTIO-Teleskop aufgenommen (siehe Kap. 3) und mit Bildern des Nebels verglichen. Dazu wurden die bisher besten Bilder des Nebels um WRA 751 verwendet, die mit dem *Superb Seeing Imager* (SUSI) des ESO-NTT gemacht wurden. Mehrere Aufnahmen von WRA 751 in den Emissionslinienfiltern [N II] (bei 6583Å) und in H_{α} sowie einige Aufnahmen mit einem roten Kontinuumsfilter wurden dafür aus dem ESO-NTT-Archiv entnommen und von mir neu reduziert (näheres dazu steht in Kapitel 3 beschrieben). Dabei diente das Kontinuumsbild lediglich dafür, die Linienemission vom Kontinuum zu trennen um die Nebelemission zu verdeutlichen.

5.2 Analyse des Nebels um WRA 751

5.2.1 Die Morphologie

Abb. 5.1 zeigt ein 1 050 Sekunden belichtetes, reduziertes, H_{α}-Bild des Nebels um WRA 751. Der dargestellte runde Ausschnitt ist etwa 50″ im Durchmesser, bei dem in üblicher Notation Norden oben und Osten links ist. Das *seeing* während der Aufnahme wird auf 0.″8 abgeschätzt. Da bei dieser Aufnahme ein Coronograph verwendet wurde, verdeckt die Coronographmaske (Balken) einen Teil des Bildes. Ein vollständiges Bild ohne Maske findet man bei Hutsemékers & Van Drom (1991a). Die Abbildung 5.1 verdeutlicht sehr schön, daß der Nebel in guter Näherung sphärisch symmetrisch erscheint. Der Durchmesser wurde anhand der ESO-NTT-Bilder auf

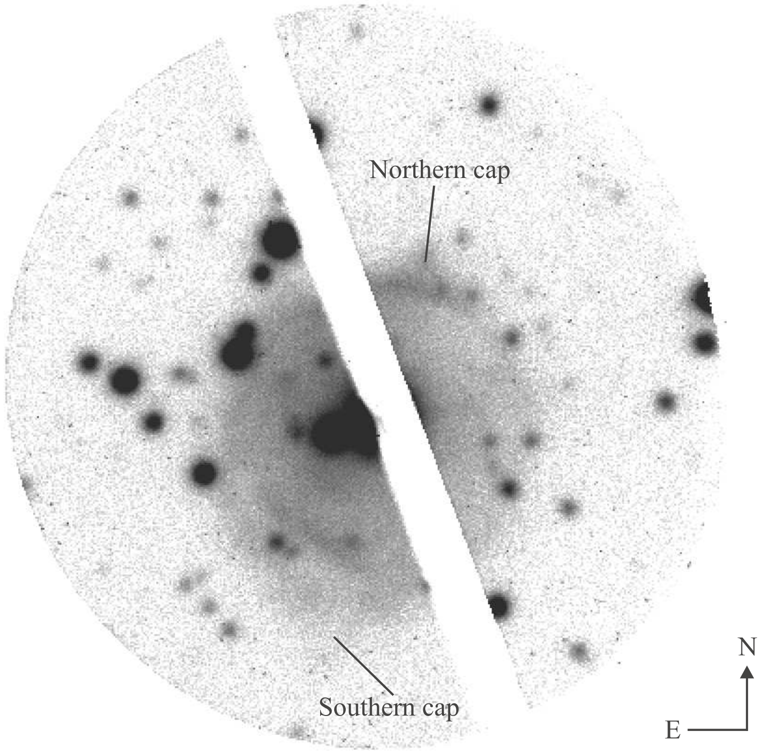


Abbildung 5.1: Eine Aufnahme des ESO-NTT mit SUSI zeigt den diffusen, sphärischen Nebel um WRA 751. Das runde Bildfeld ist etwa 50″ im Durchmesser. Der Balken in der Mitte des Bildes stammt aus einer Coronographenvorrichtung, die bei dieser Aufnahme verwendet wurde. Auf dem Bild sind die morphologisch identifizierten Strukturen *Northern* und *Southern Cap* markiert.

22.″8 bestimmt und ist damit vergleichbar zu den Messungen von Hutsemékers & Van Drom (1991a). Mit Hilfe der neueren Entfernungsbestimmungen (van Genderen et al. 1992) von $d_{\mathrm{WRA\,751}}$ ~4.5 pc errechnet sich daraus eine Durchmesser des Nebels von 0.50 pc. Im Gegensatz zu anderen bekannten LBVs (z.B. AG Car oder HR Car) oder zirkumstellaren Nebeln weist WRA 751 aber nicht die typische, hellere Ringstruktur auf, die dadurch entsteht, daß entlang des Randes des Nebels, eine höhere Säulendichte zu einem größeren Emissionsmaß führt. Der Nebel zeigt vielmehr eine Struktur, die einer Strömgren-Sphäre um heiße Sterne ähnelt. Die Flächenhelligkeit ist nahezu homogen um den Stern verteilt.

Betrachtet man den Nebel etwas näher, so finden sich doch Variationen der Flächenhelligkeit. Im Osten umgibt eine ringförmige, hellere Randstruktur den Nebel, während im Westen die Flächenhelligkeit des Nebels am niedrigsten ist. Beide Gebiete unterscheiden sich um etwa einen Faktor 2 in der Flächenhelligkeit. Neben den Helligkeitsschwankungen zeigen sich auch in der Form des Nebels Abweichungen von der eines exakt sphärischen Gebildes. In fast genau nördlicher Richtung zeigt sich eine dreieckig erscheinende, ausgedehnte Erweiterung des Nebels bei einem Positionswinkel von etwa 340°. In den weitern Ausführungen wird diese Ausdehnung *Northern Cap* genannt (siehe Abb. 5.1), in Anlehnung an Weis (1999). Analog zeigt sich auch im Süden eine Verlängerung der Nebelemission in derselben spitz zulaufenden Form. Die südliche Emission liegt bei einem Positionswinkel von 165° und wird mit *Southern Cap* bezeichnet. Beide *Caps* liegen somit recht gut entlang einer Achse. Die *Northern Cap* erstreckt sich etwa $2\farcs6$ lang über den zentralen Nebel hinaus und besitzt eine Flächenhelligkeit, die leicht erhöht ist gegenüber dem Teil des Nebels niedriger Flächenhelligkeit (der westlichen Seite). Die *Southern Cap* ist mit $4\farcs7$ etwas länger, ihre Flächenhelligkeit ist dafür aber schwächer als die der *Northern Cap*.

5.2.2 Die kinematische Struktur

Für eine genaue kinematische Analyse wurden von mir hochaufgelöste Langspalt-Echelle-Beobachtungen mit dem 4 m-Teleskope des CTIO gemacht. Für eine genau Beschreibung der Datenaufnahme und Reduktion wird auf Kapitel 3 verwiesen. Insgesamt wurde der Nebel um WRA 751 in 7 Spaltpositionen beobachtet, wovon 5 Aufnahmen entlang eines Positionswinkels von PA=140° gemacht wurden, 2 bei PA=50°. Abb. 5.2 zeigt erneut das ESO-NTT-H_α-Bild, diesmal mit den einzelnen Spaltpositionen. Die erste Position wurde auf den Stern zentriert *(Spalt Zentrum)*, es folgten 2 Positionen mit einer Verschiebung von $8''$ *(Spalt 8N)* sowie $12''$ *(Spalt 12N)* vom Stern nach Norden. Weitere 2 folgten nach Süden, mit $8''$ *(Spalt 8S)* und $16''$ *(Spalt 16S)*. Senkrecht zu diesem Positionswinkel wurden 2 Aufnahmen gemacht mit einem PA=50°, jeweils $9''$ vom Stern nach Norden *(Spalt 9N)* bzw. nach Süden *(Spalt 9S)* versetzt. Die entsprechenden Echellogramme der einzelnen Aufnahmen zeigen Abb. 5.3 und 5.4. In beiden Abbildungen sind in der linken Spalte die Echellogramme zu finden, in der rechten die dazu gehörigen Positions-Geschwindigkeits-Diagramme (*pv*-Diagramme). Alle Echellogramme zeigen einen spektralen Bereich von 75 Å, zentriert auf die H_α-Linie. Die räumliche Ausdehnung beträgt $2'$, in der die Mitte der auf den Spalt projizierten Position des Zentralsterns entspricht. Das obere Ende der Echellogramme weist nach Nord-Westen, bzw. für Spalte mit PA=50° nach Süd-Westen. Die *pv*-Diagramme wurden durch Messung der stärkeren [N II]-Linie bei 6583 Å erstellt, es erfolgte aber immer ein Vergleich mit den Meßpunkten in H_α um sicher zu stellen, daß keine unterschiedliche Kinematik zwischen dem Wasserstoff und dem Stickstoffs herrscht, was durch eine chemische Inhomogenität der Fall sein könnte. Alle Geschwindigkeiten beziehen sich auf den *Local Standard of Rest*, und es wird eine Geschwindigkeitsfehler von kleiner als $\pm\,2\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ abgeschätzt. Die Positionen der *pv*-Diagramme sind wie üblich Entfernungen von der projizier-

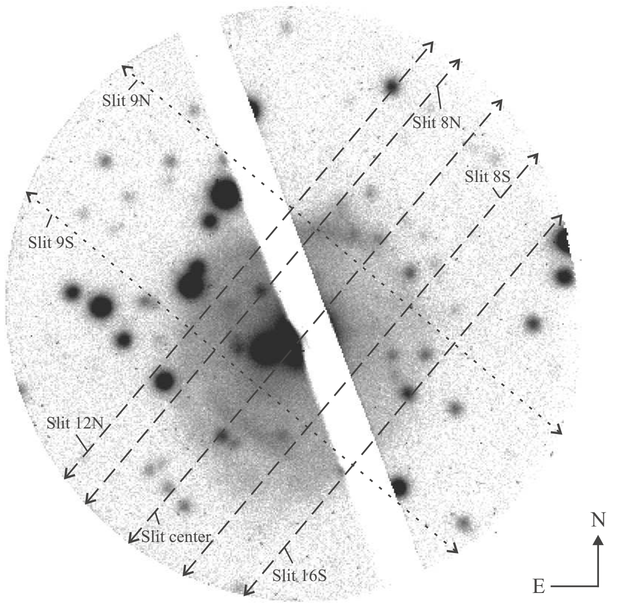


Abbildung 5.2: Dieselbe Aufnahmen des Nebel um WRA 751 wie in Abb. 5.1. Eingetragen sind hier die einzelnen Spaltpositionen der Beobachtungen. Die Orientierungen der Spalte war entlang eines Positionswinkels von PA=140°, bzw. für die Spalte 9N und 9S PA=50°.

ten Position des Zentralsterns auf den jeweiligen Spalt, d.h. Position $0''$ entspricht der Sternposition (projiziert), negative Positionen entsprechen Gebieten südöstlich vom Stern (oder nordöstlich, für die Spaltpositionen mit PA=50°), positive liegen im Nord-Westen (bzw. Süd-Westen).

Alle Echellogramme, mit Ausnahme von Spalt 16S, zeigen eindeutig die Doppler-Ellipse, die auf eine sphärische Expansion hinweist. Bei den Doppler-Ellipsen der einzelnen Spektren sieht man beide Komponenten klar aufgespalten. Die Expansionsgeschwindigkeit (in der Definition $v_{\rm exp} = \Delta v/2$, wobei Δv der Aufspaltung der Doppler-Ellipse entspricht), ist in der zentralen Position ($0''$) von Spalt 9S (PA=50°) mit $v_{\rm exp} = 29.4\,{\rm km\,s^{-1}}$ am größten. Nur marginal geringere Expansionsgeschwindigkeiten findet man an gleicher Stelle bei Spalt 8N ($v_{\rm exp} = 28.3\,{\rm km\,s^{-1}}$) und im Spalt Zentrum ($v_{\rm exp} = 26.3\,{\rm km\,s^{-1}}$). Hierbei wurde letzterer Meßwert durch eine Interpolation im *pv*-Diagramm gewonnen, da an der zentralen Position im Spalt Zentrum der Stern zusätzliche Emission verursacht und seine Linien nicht immer eindeutig von denen des Nebels zu trennen waren. Diese Werte stimmen sehr gut mit den bisherigen Messungen überein, die mit $24 - 26\,{\rm km\,s^{-1}}$angegeben wurden (Hutsemékers & Van Drom 1991a, García-Lario et al. 1998). Geht man von einer exakt sphärischen Expansion aus, sollte die maximale Expansionsgeschwindigkeit genau im Zentrum des Nebels sein, also im Spalt Zentrum bei $0''$. Dies ist hier nicht der Fall, die maximale Expansionsgeschwindigkeit liegt etwas nordöstlich vom eigentlichen geo-

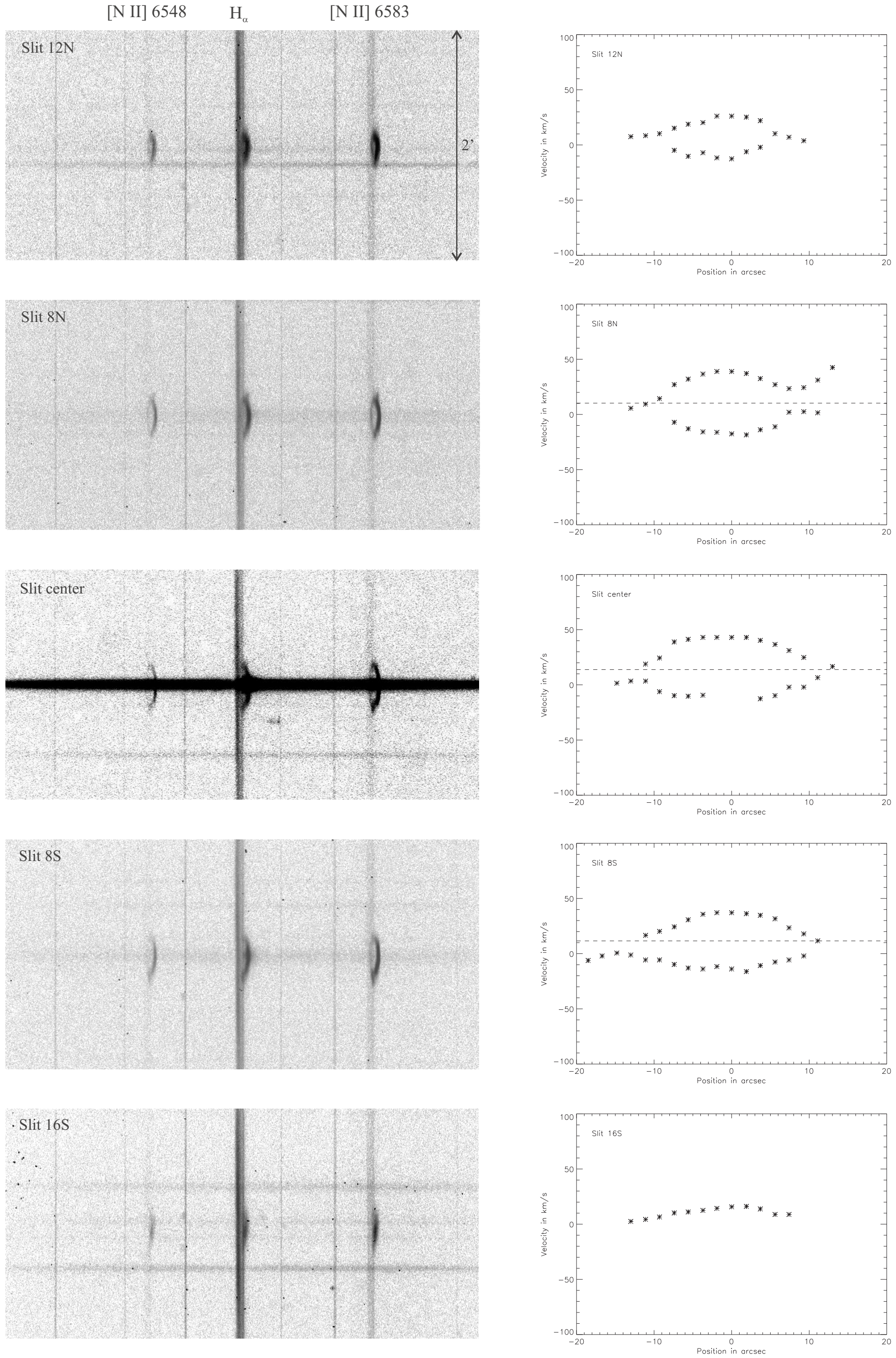


Abbildung 5.3: Die linke Spalte zeigt die Echellogramme der einzelnen Spaltpositionen mit dem Positionswinkel PA=140°, in der rechten Spalte sind die dazugehörigen *pv*-Diagramme abgebildet. Alle Geschwindigkeitsangaben sind in Bezug auf den LSR. Eine gestrichelte Linie markiert jeweils das Expansionszentrum des Nebels.

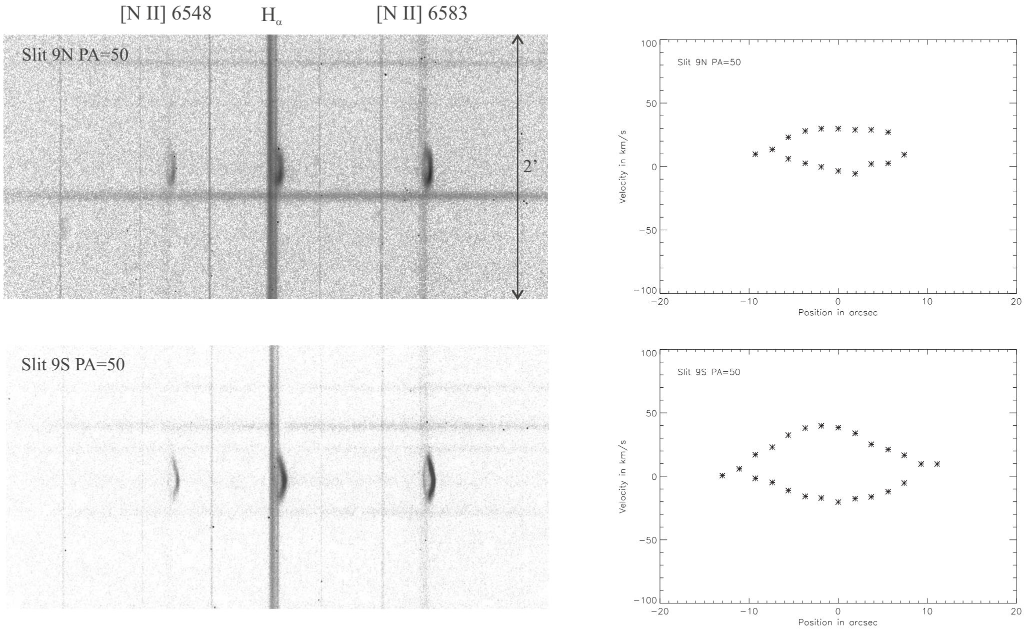


Abbildung 5.4: Die linke Spalte zeigt die Echellogramme der einzelnen Spaltpositionen mit dem Positionswinkel PA=50°, in der rechten Spalte sind die dazugehörigen *pv*-Diagramme abgebildet. Geschwindigkeiten sind im LSR-System angegeben.

metrischen Zentrum. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß der Nebel nicht exakt sphärisch ist, sondern entweder ein Ellipsoid darstellt, das leicht geneigt ist, oder daß an Stelle der maximalen Expansionsgeschwindigkeit eine Ausbeulung im Nebel existiert, die eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente zur Expansion liefert. Beide Vorstellungen könnten die Verschiebung der maximalen Expansionsgeschwindigkeit nach Nord-Osten erklären. Betrachtet man sich das *pv*-Diagramm von Spalt 9N so zeigt sich hier, daß die größte negative Radialgeschwindigkeit zwar wie erwartet an zentraler Stelle ist, die maximale positive Geschwindigkeit wird aber bei etwa $-2''$ erreicht. Die Doppler-Ellipse ist leicht 'verzerrt'. Dies unterstützt das Modell, das davon ausgeht, daß der Zentralkörper des Nebels um WRA 751 nicht völlig sphärisch symmetrisch ist.

Betrachtet man die Echellogramme näher, so fällt weiterhin auf, daß bei allen Expansionsellipsen die rotverschobene Komponente erheblich heller ist als die blauverschobene. Erste Überlegungen, daß dies aus einer Absorption von einer Nebelseite durch die andere entsteht, können dieses Phänomen nicht erklären, denn bei der helleren Seite handelt es sich ja um den Teil des Nebels, der weiter von uns weg liegt. Der Helligkeitsunterschied der beiden Komponenten ist daher ein intrinsischer Unterschied zwischen den beiden Seiten des Nebels. Messungen der helleren rotverschoben Seite in den Spektren ergeben eine Halbwertsbreite von 21 $\mathrm{km\,s^{-1}}$(vgl.

instrumentelle HWB $\sim 10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$), dies bedeutet, die Geschwindigkeitsbreite dieser Komponente ist real. Dies kann damit erklärt werden, daß die Nebelrückseite eine dickere Randschicht hat. Schaut man durch diese Schicht, so ergibt sich aus der leicht unterschiedlichen Expansion von Innen- und Außenrand eine Geschwindigkeitsbreite, hier von $21\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Eine breitere Randschicht bedeutet weiterhin, daß sich entlang des Sehstrahles mehr Material befindet und das Emissionsmaß erhöht wird. Die Emission wird stärker, genau so, wie es hier in der rotverschobenen Komponente beobachtet wurde.

Eine Kombination der *pv*-Diagramme aller Spaltpositionen mit dem PA=140° ist in Abb. 5.5 abgebildet und zeigt den globalen Trend der Expansion des Nebels um WRA 751:

- Die Aufspaltung der Doppler-Ellipse (d.h. also die Expansionsgeschwindigkeit) nimmt ab, wenn man sich vom geometrischen Zentrum des Nebels entfernt. Dennoch zeigt sich hier ein Unterschied zur sphärischen Expansion, da dieses Abnehmen der Geschwindigkeit nur bei der rotverschobenen Komponente der Doppler-Ellipse auftritt. Die blauverschobene Komponente bleibt immer an etwa derselben Position. Wäre die Expansion sphärisch, so dürfte dies nicht der Fall sein. Dies ist erneut ein Beweis für eine Asymmetrie im Nebel um WRA 751.

- Für einen sphärischen Nebel müßten sich außerdem die räumliche Größe der Doppler-Ellipse ändern, wenn wir uns aus dem Zentrum herausbewegen. Liegen die Spalte nicht mehr direkt im Zentrum des Nebels, so schneiden sie nicht mehr einen Großkreis der Kugel, sondern lediglich ein Teilsegment. Der räumliche Durchmesser der Doppler-Ellipse verringert sich daher, und die beiden Enden der rot- und blauverschobenen Komponenten konvergieren früher. Vergleicht man dieses Modell mit den Daten in Abb. 5.5, so zeigt sich, daß zwar bei positiven Positionen dieses Schrumpfen stattfindet, bei negativen Positionen allerdings alle Doppler-Ellipsen an etwa der gleichen Stelle zusammenlaufen. Auch hier versagt also das Modell eines exakt sphärisch expandierenden Gebildes.

Neben der asymmetrischen Expansion des Nebels zeigen sich in den Spektren weitere kinematische Komponenten, die Bestandteile des Nebels sind. Im Spalt 8N, an der Position, bei der die rot- und blauverschobenen Anteile der Doppler-Ellipse zusammenführen (im *pv*-Diagramm bei $+10''$), zeigt sich eine ausgedehntere kinematische Komponente an der rotverschobenen Linie. Die Komponente erstreckt sich etwa von Position $10''$ bis zum Punkt bei $13''$ und ist stärker rotverschoben als der Nebel. Die Geschwindigkeit der Komponente nimmt zu und liegt $32\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ über der Radialgeschwindigkeit des Expansionszentrums des Nebels. Als Referenzpunkte zeigen die gestrichelten Linien in den *pv*-Diagrammen (Abb. 5.3, rechte Spalte)

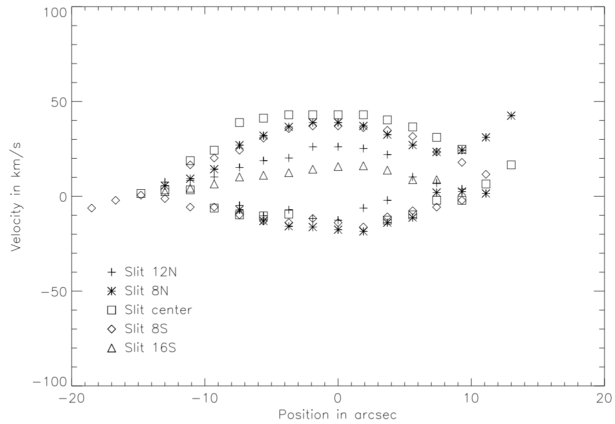


Abbildung 5.5: In diesem Diagramm wurden alle *pv*-Diagramm der Spalte aufgetragen, die einen Positionswinkel von PA= 140° haben. Deutlich sind neben den Doppler-Ellipsen die schnelleren Geschwindigkeitskomponenten erkennbar die sich direkt anschliessen, und auf eine Bipolarität hinweisen.

jeweils die Radialgeschwindigkeit des Expansionszentrums des Nebels in den relevanten Spaltpositionen. Sie liegen bei $10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $14\,\mathrm{km\,s^{-1}}$und $12\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ für die Spalte 8N, Zentrum und 8S. Eine ähnliche, schnellere Geschwindigkeitskomponente wie in Spalt 8N zeigt sich in Spalt Zentrum und in Spalt 8S, diesmal allerdings an der blauverschobenen Seite der Ellipse. Bei einer Position von etwa $-12''$ in beiden Spektren taucht neben dem Nebel eine zusätzliche Komponente auf, die $12\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bzw. $18\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ schneller ist als die Radialgeschwindigkeit des Expansionszentrums des Nebels an der entsprechenden Stelle. In Bezug auf die Position des Sterns erscheinen diese zusätzlichen kinematischen Komponenten symmetrisch. In Spalt 8N fliegt Material von uns weg (rotverschobenen Komponente), während in Spalt 8S Materie sich auf uns zu bewegt. Im System des Nebels bedeutet dies, daß die zusätzlichen kinematischen Komponenten des Nebel einen bipolaren Anteil darstellen. Um sicher zu sein, daß die beiden kinematischen Komponenten Bestandteil des Nebels sind, und nicht durch eine Projektion entstanden sind, wurden die [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnisse bestimmt und verglichen. Für den Nebel um WRA 751 ebenso wie für die kinematischen Zusatzkomponenten ergibt sich dabei ein Wert von [N II]λ6583Å/$\mathrm{H}_\alpha = 1.2 \pm 0.1$. Im Gegensatz dazu erreicht das Linienverhältnis des diffusen Hintergrunds nur [N II]λ6583Å/$\mathrm{H}_\alpha = 0.3$, und ist damit vergleichbar dem typischen Wert für eine H II-Region in unserer Galaxis (siehe Shaver et al. 1983). Der große Unterschied der Linienverhältnisse weist darauf hin, daß die kinematischen bipolaren Komponenten Teil des Nebels um WRA 751 sind und nicht aus der Hintergrundsemission stammen.

Die aus den Langspalt-Daten gewonnen räumlichen Ausdehnungen stimmen recht gut mit denen aus den Bildern gewonnenen überein. Der Durchmesser des Nebels, aus der Messung der Größe der Doppler-Ellipse ergab $23''$ (gegenüber $22''.8$), die Länge der beiden kinematischen Zusatzkomponenten, wie sie in den Spektren gemessen wurden, ist vergleichbar zu den Ausdehnungen der beiden *Caps* in den Bildern.

5.3 Eine neue Modellvorstellung des Nebel um WRA 751

Die im vorherigen Kapitel beschriebenen und diskutierten Daten zeigen deutlich, daß die Vorstellung des Nebels um WRA 751 als einfache Sphäre nicht mehr gerechtfertigt ist. Weder die abgeleitete Morphologie noch die kinematischen Daten stimmen damit noch überein. Im folgenden wird eine Modell des Nebels um WRA 751 beschreiben, das am besten zu den vorliegenden Daten paßt.

Der Nebel um WRA 751 expandiert nahezu sphärisch, wie es z.B. das Verhalten der rotverschobenen Komponente der Doppler-Ellipse zeigt. Gleichzeitig zeigt der blauverschobene Anteil eine konstante Geschwindigkeit bei etwa $-15\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Dies bedeutet, daß sich die Rückseite des Nebels wie eine Sphäre verhält, die vordere Seite hingegen bewegt sich vergleichbar einer geraden Front. Eine Erklärung dafür könnte sein, daß diese vordere Front in dichteres interstellares Medium hineinexpandiert und durch dieses abgebremst wird. Die Tatsache, daß die maximale Expansionsgeschwindigkeit nicht mit dem geometrischen Zentrum des Nebels zusammenfällt, weist darauf hin, das es sich hier nicht um eine simple Kugel handelt. Entweder ist der Nebel elliptisch und geneigt, oder eine Ausbeulung des Nebels ist dafür verantwortlich, daß die Maximalgeschwindigkeit nicht im Zentrum gemessen wurde.

Zwei zusätzlich zur Doppler-Ellipse gemessenen rot- und blauverschobenen kinematischen Komponenten wurden in den Spektren identifiziert. Durch einen Vergleich mit der Morphologie des Nebels können diese Komponenten zugeordnet werden, die rotverschobene Komponente (Spalt 8N) entspricht der sogenannten *Northern Cap*, die blauverschobene (Spalt Zentrum, Spalt 8S) der *Southern Cap*. Damit bilden die *Northern* und *Southern Cap* morphologisch wie auch kinematisch eine bipolare Form im Nebel um WRA 751. Eine solche Bipolarität könnte man sich als relativ breiten Jet oder ähnlich gerichteten Ausfluß vorstellen. Genauso ist es möglich, daß der Nebel sich in diese Richtungen ausweitet und eine allgemeinere elliptische Form aufweist. Die geringe, *seeing*-limitierte Auflösung der Bilder und Spektren läßt aber keine eindeutige Aussage darüber zu, es sind hochaufgelöstere Daten dafür notwendig und wurden beantragt (HST-Antrag in Cylce 9, GO: Proving the bipolar morphology in the nebula around the LBV candidate WRA 751, PI: K. Weis).

Wie schon mehrfach erwähnt wurde, kann ein erhöhtes [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnis als Hinweis auf CNO-prozessiertes Material gelten. Da die Nebel um LBVs in den Spätstadien massereicher Sterne entstehen, sind diese Nebel reich an CNO-prozessiertem Material. Typische [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnisse für LBV-Nebel liegen bei 0.4 – 0.7 (HR Car, Hutsemékers & Van Drom 1991b, Weis et al. 1997a), 0.7 (AG Car, Thackeray 1977, Smith et al. 1997) und reichen bis zu Höchstwerten von 3 – 7 (η Car, siehe Kapitel 4.4). Das hier ermittelte [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnis für WRA 751 von 1.2 paßt also sehr gut zu den typischen Werten für LBV-Nebel.

Aus den vorliegenden Daten können folgende Schlüsse gezogen werde: Der Nebel um WRA 751 ist nur auf den ersten Blick sphärisch, mit einer dickeren Randschicht an der Nebelrückseite. Die Expansion auf uns zu ist vermutlich durch dichteres Medium abgebremst, während der Nebel nach hinten noch sphärisch expandiert. Im Nord-Westen des Nebels (bei maximaler Expansionsgeschwindigkeit) befindet sich wahrscheinlich eine Ausbeulung des Nebels. Nach Norden sowie nach Süden bilden die *Northern Cap* bzw. die *Southern Cap* eine bipolare Komponente im Nebel. Das [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnis von Nebel und von beiden *Caps* ist im Vergleich zu interstellarer Materie erhöht und ist vergleichbar zu dem anderer LBV-Nebel. Dieses Ergebnis reiht WRA 751 in die Klasse der bipolaren LBV-Nebel wie η Car oder HR Car ein. Einen Vergleich von WRA 751 mit diesen Objekten und sein Zusammenhang mit anderen LBV-Nebeln wird in Kapitel 7.2 diskutiert.

Kapitel 6

Ausfluß aus dem Nebel um den LBV-Kandidaten S119

The answer my friend
is blowing in the wind
(Songtext)

6.1 Der Stern S119 und sein Nebel

Neben den LBVs in unserer Galaxie sind einige in den Nachbargalaxien unserer lokalen Gruppe bekannt. Insbesondere in der Großen Magellanschen Wolke (*Large Magellanic Cloud, LMC*) liegt eine größere Anzahl von LBVs und LBV-Kandidaten. Dadurch, daß die LMC noch verhältnismäßig nahe an unserer Galaxie liegt, lassen sich dort noch die LBV-Nebel auflösen. Dort findet sich auch der LBV-Kandidat S119. Der Stern S119, auch bekannt unter dem Namen Sk−69 175 oder HDE 269687, wurde als Ofpe/WN9 Stern von Bohannan & Walborn (1989) klassifziert. Ein Zusammenhang zwischen LBVs und Ofpe/WN9 Stern fand man erstmals 1980, als der Ofpe/WN9 Stern R127, ebenfalls in der LMC, einen Helligkeitsausbruch durchlebte und zum LBV wurde (siehe dazu Kap. 2.2). Der Verdacht, daß Ofpe/WN9 Stern und LBVs in engem Zusammenhang miteinander stehen, hat sich in den letzten Jahren immer weiter verstärkt und wurde durch immer längere spektroskopische Meßreihen von LBVs gefestigt (siehe z.B. Stahl & Wolf 1986, Wolf et al. 1988, Bohannan & Walborn 1989, Nota et al. 1996). Mit der Entdeckung eines Nebels um S119 (Nota et al. 1994), wurde der Stern dann erstmals als LBV-Kandidat identifiziert. Das ESO-NTT-Bild zeigt einen etwa $7'' \times 9''$ großen Nebel (etwa 1.9 pc × 2.1 pc) mit einem unsymmetrischen, helleren Bogen. Durch EMMI-NTT-Spektren schätzten die Autoren die Expansion des Nebels auf $25\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ ab, und erhalten

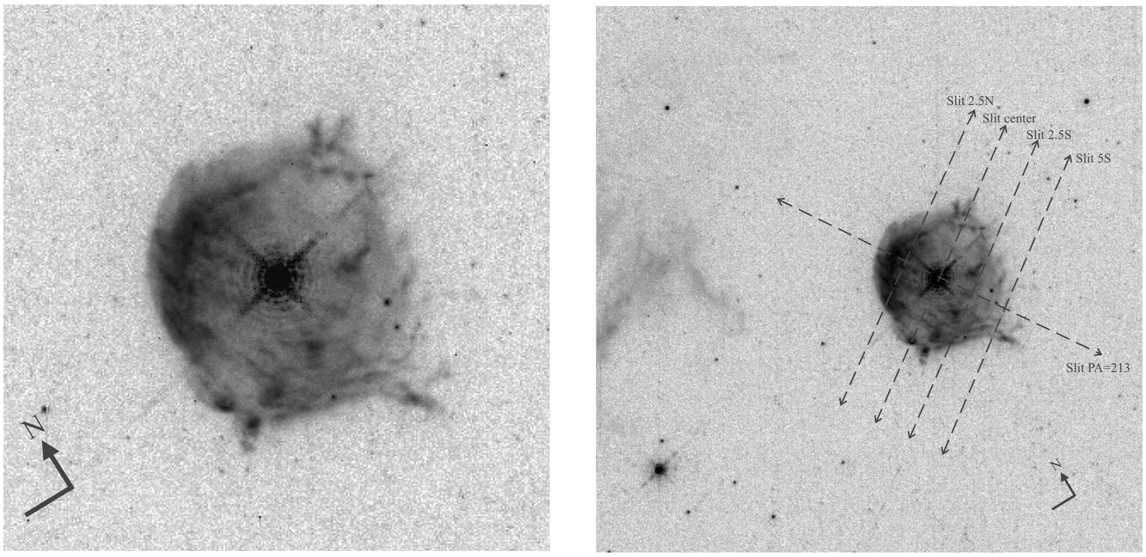


Abbildung 6.1: *Links:* Eine F656N-HST-Aufnahme zeigt den sphärischen Nebel um S119. Das Bild löst erstmals den Nebel sowie seine knotige und filamentäre Struktur auf. *Rechts:* Ein größerer Ausschnitt ($30'' \times 30''$) verdeutlicht die Lage der einzelnen Spalte und zeigt gleichzeitig eine schwache H II-Region nord-östlich von S119.

ein [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnis von etwa 1.3. Die gemessene Radialgeschwindigkeit des Sterns beträgt hier $v_{\rm LSR} = 100 - 140\,{\rm km\,s^{-1}}$, ähnlich der Radialgeschwindigkeit des Zentrums der Expansion des Nebels. Dies läßt aber daran zweifeln, daß S119 ein Mitglied der LMC ist, da die Radialgeschwindigkeit der LMC in dieser Region merklich höher ist, H I-Daten zeigen $240\,{\rm km\,s^{-1}}$und $300\,{\rm km\,s^{-1}}$(Rohlfs et al. 1984). Die ermittelte Elektronendichte (aus dem Linienverhältnis von [SII]6716/6731 Å) ergibt für den Nebel um S119 einen Wert von $n_{\rm e} = 800\,{\rm cm^{-3}}$, mit der Annahme, daß die Temperatur bei etwa $T_{\rm e} = 7\,500\,{\rm K}$ liegt. Damit ließ sich eine Nebelmasse von $1.7\,{\rm M_\odot}$ abschätzen. Ähnliche Resultate bezüglich des Nebels um S119 liefert eine neuere Analyse von Smith et al. (1998). Hier ergeben sich die folgenden Parameterwerte: $T_{\rm e} < 6\,800\,{\rm K}$ (dies stellt einen oberes Limit dar, abgeleitet aus der Tatsache, daß die [NII]5755 Å-Linie nicht detektiert wurde) und $n_{\rm e} = 680\,{\rm cm^{-3}}$. Die Autoren beschreiben den Nebel hier als elliptisch mit einer Ausdehnung von $7\farcs7 \times 8\farcs6$. Die recht geringe Rötung sowie die erneut ermittelte Radialgeschwindigkeit des Sterns von $v_{\rm rad} = 118\,{\rm km\,s^{-1}}$ unterstützen die Vorstellung, daß S119 entweder außerhalb der LMC liegt oder zumindest dynamisch nicht zur Hauptkomponente der LMC gehört. Die aktuellen stellaren Parameter stammen von Crowther & Smith (1997), die unter Berücksichtigung des Einflusses der Nebelemission auf die stellaren Spektren zwei verschiedene Modelle an die Daten angepaßt haben und zu folgenden Ergebnissen kommen: $T_{\rm eff}/{\rm K} = 26\,200\ldots27\,000$, $\log L/{\rm L_\odot} = 5.76\ldots5.80$ und $\log \dot{M}/{\rm M_\odot a^{-1}} = -4.87\ldots-4.92$.

6.2 Analysen des Nebels um S119

6.2.1 Morphologie des Nebels um S119 anhand von HST Bildern

Um die Morphologie des Nebels um S119 im Detail zu studieren, wurden HST Aufnahmen aus dem STScI-Archiv verwendet. Das HST beobachtete den Nebel mit der Planetary Camera des WFPC2 und einem F656N (H_α)-Filter. Alle verfügbaren Daten wurden aus dem Archiv entnommen und in der üblichen Weise (siehe Kapitel 3) reduziert. Da die PC den Nebel komplett enthielt, wurden die einzelnen Bilder der WFPC2 nicht zusammengesetzt (mosaic). Es wurde ebenfalls vermieden, die Bilder zu drehen, da dies zu einer Interpolation der Pixel und damit einer Verschlechterung der Auflösung geführt hätte. Insgesamt wurden 4 Bilder kombiniert, deren Belichtungszeit jeweils 500 s betrug. Abb. 6.1 zeigt links das reduzierte H_α-Bild. Der Bildausschnitt bildet nur einen Teil des PC-Bildes ab, um den Nebel deutlicher darzustellen, das Bildfeld beträgt $15'' \times 15''$. Ein Nord-Ost-Vektor zeigt die Orientierung des Bildes an, die Aufnahme wurde unter einem Rollwinkel (Definition siehe Kap. 3, Abb. 3.2) von 148.5° gemacht. Das rechte Teilbild in Abb. 6.1 bildet mit einem Bildfeld von $30'' \times 30''$ fast den kompletten Ausschnitt der PC ab. Neben dem LBV-Nebel sieht man im Osten Teile einer schwachen H II-Region in der LMC. Das Bild illustriert desweiteren die Lage der Spaltpositionen der Echelle-Daten, die zur Analyse der Kinematik verwendet wurden.

Das F656N-HST-Bild zeigt erstmals den Nebel um S119 aufgelößt. Er ist in guter Näherung sphärisch symmetrisch mit einem Durchmesser von $7\overset{''}{.}5$. Unter der Annahme, daß S119 in derselben Entfernung wie die LMC ist (d.h. ~ 50 kpc), ergibt sich daraus eine Größe von 1.8 pc. Da die gemessenen Radialgeschwindigkeiten darauf hinweisen, daß der Stern eventuell näher liegt, gibt dieser Wert zumindest ein untere Grenze für die reelle Größe. Der Nebel zeigt eine knotige und filamentäre Struktur. Vier einzelne Filamente erstrecken sich über den sphärischen Teil des Nebel hinaus, sie liegen im Süden, Süd-Osten und zwei Filamente direkt nebeneinander im Nord-Westen. Die Länge dieser Filamente beträgt $1\overset{''}{.}81$, $0\overset{''}{.}96$, $0\overset{''}{.}96$ und $0\overset{''}{.}68$. An der westlichen Seite des Nebels genau zwischen dem nord-westlichen und dem südlichen Filament, wurden weitere kleine Filamente detektiert, die aus dem Nebel herausragen. An dieser Stelle ist kein klarer Rand der sphärischen Schale zu erkennen, sondern sie wirkt hier leicht 'ausgefranst'. Einige der extrem schwachen Filamente sind von der Schale räumlich getrennt.

Die Flächenhelligkeit des Nebels ist im Osten am höchsten. Dieser hellere Bereich markiert den Anteil des Nebels, der auf den ursprünglichen NTT-Aufnahmen zur Spekulation über eine asymmetrische Struktur führte (Nota et al. 1994). Es zeigt sich, daß aus heutiger Sicht die damaligen Aufnahmen nicht tief genug waren und durch das *seeing* in Auflösung begrenzt waren, so daß die sphärische Symmetrie des Nebels nicht detektiert wurde. Im zentrale Bereich ist die Flächenhelligkeit geringer, aber auch sehr inhomogen verteilt. Viele hellere Knoten und Filamente, die sich über den Nebel erstrecken, geben ihm ein ungleichmäßiges Aussehen.

6.2.2 Die kinematischen Eigenheiten des Nebels

Auch vom Nebel um S119 wurden Langspalt-Echelle-Beobachtungen von mir gemacht, um die Kinematik des Nebels zu analysieren. Die Datenaufnahme und Reduktion wurde ausführlich in Kapitel 3 beschrieben. Das *seeing* während der Beobachtung betrug etwa $1''\!.2$. Es wurden zwei nahezu senkrecht zueinander liegende Positionswinkel für den Langspalt verwendet. Bei einem von PA= 125° wurde eine Aufnahme direkt an der Position des Zentralsterns aufgenommen *(Spalt Zentrum)*, danach wurde jeweils bei einer Verschiebung des Spaltes um $2''\!.5$ nach Norden *(Spalt 2.5N)* und nach Süden *(Spalt 2.5S)* beobachtet. Im Süden folgte eine weitere Aufnahme $5''$ vom Stern entfernt *(Spalt 5S)*. Zusätzlich erfolgte eine Aufnahme erneut auf der Position des Sterns mit einem PA= 213° *(Spalt PA=213)*. Abb. 6.1 zeigt auf dem rechten Teilbild die Positionen der einzelnen Aufnahmen, ein Nord-Ost-Vektor markiert die Orientierung bezüglich der Himmelsrichtungen. Die entsprechenden Echellogramme sind in Abb. 6.2 abgebildet. Die Darstellung der Echellogramme zeigt einen Spektralbereich von 65 Å, der auf die unverschobene H_α-Linie zentriert wurde. Die räumliche Achse deckt einen Bereich von $1'$ ab, die Mitte entspricht der jeweils auf den Spalt projizierten Position des Sterns. Der obere Teil der Echellogramme weist in nord-westliche bzw. für Spalt PA=213 in süd-westliche Richtung. An der oberen linken Ecke der einzelnen Echellogramme zeigt ein Ausschnitt von 5 Å auf $20''$ erneut die Emission der [N II]-Linie (6583 Å) bei einem optimierten Kontrast. Die rechte Spalte in Abbildung 6.2 zeigt die entsprechenden Positions-Geschwindigkeits-Diagramme (*pv*-Diagramme). In diesen Diagrammen wurden Positionen wieder als Abstände von der auf den Spalt projizierten Position des Zentralsterns angegeben. Negative Positionen befinden sich süd-östlich vom (projezierten) Stern (für Spalt PA=213 nord-östlich), positive nord-westlich (süd-westlich). Die Messungen für alle *pv*-Diagramme wurden anhand der H_α- und der stärkeren [NII]-Linie (6583 Å) gemacht. Der Meßfehler ist immer kleiner als $\pm$ 2 km s^{-1} und ist damit zu klein, um auf den *pv*-Diagrammen zu erscheinen (der Fehlerbalken ist dort kleiner als die Größe der verwendeten Symbole, in den Diagrammen). Alle Geschwindigkeitsangaben sind in Bezug auf das heliozentische System.

Alle Echellogramme (mit Ausnahme von Spalt 5N) zeigen die Doppler-Ellipse des Nebels und lösen sie vollständig auf. Die Form der Doppler-Ellipse weist auf eine sphärische Expansion des Nebels. Beide Spaltpositionen, die den Zentralstern kreuzen, zeigten auch an dieser Stelle ($0''$ im *pv*-Diagramm) die maximale Expansion

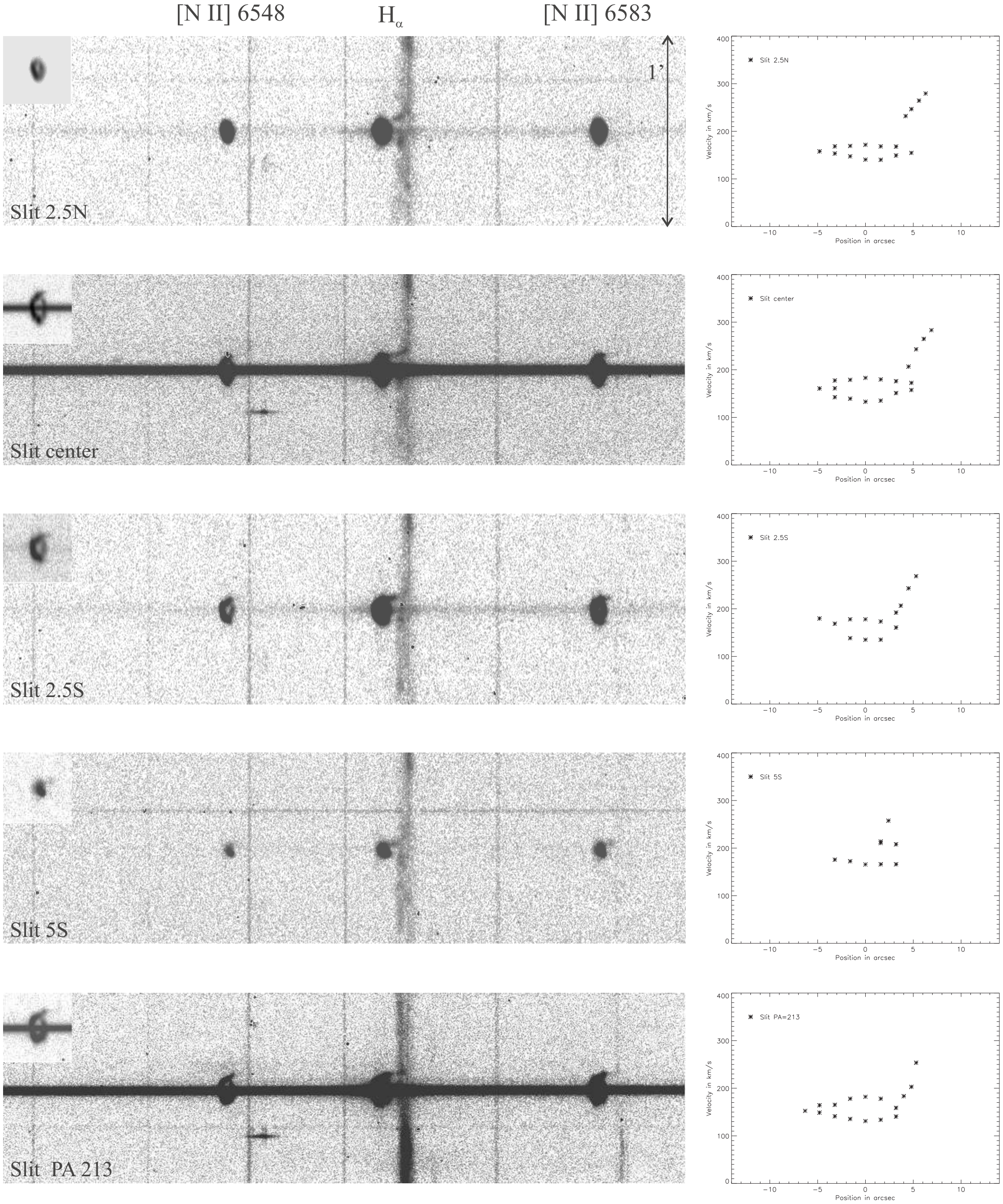


Abbildung 6.2: Die linke Spalte zeigt die Echellogramme der einzelnen Aufnahmen, zentriert auf Ruhewellenlänge von H_α. Neben den Spektren sind die einzelnen *pv*-Diagramme dargestellt, Geschwindigkeiten wurden im heliozentrischen System gemessen.

mit $v_{\rm exp} = 25.5\,{\rm km\,s^{-1}}$. Die Spalte, die nicht durch das geometrische Zentrum des Nebels verliefen, zeigten erwartungsgemäß eine niedrigere Expansion, in Spalt 2.5N betrug sie $v_{\rm exp} = 15.5\,{\rm km\,s^{-1}}$, in Spalt 2.5S $v_{\rm exp} = 21.4\,{\rm km\,s^{-1}}$. Im Falle einer sphärischen Expansion sollte sich in den Spalten außerhalb des geometrischen Zentrums außerdem der Durchmesser der Doppler-Ellipse verringern. Der Nebel wird nicht mehr entlang des Großkreises (d.h. seines kompletten Durchmessers) geschnitten, sondern die Spalte erfassen nur ein Teilsegment, das kleiner ist. Die Durchmesser der Doppler-Ellipsen in den Spektren betrugen $9''$ für Spalt 2.5N, $11''$ für Spalt Zentrum und $8''$ für den Spalt 2.5S. Dies weist darauf hin, daß die Ellipsen in der Tat kleiner werden und die Expansion sphärisch ist. Es zeigt sich aber gleichzeitig ein Unterschied der Nebelgröße, ermittelt aus den Spektren (etwa $10''$) und den Meßwerten aus den HST-Bildern ($7\farcs5$). Dieser Unterschied ist sehr wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die HST-Daten eine volle Auflösung von $0.0455''$/Pixel (PC) haben, während die bodengebundenen gewonnenen kinematischen Daten durch das *seeing* limitiert sind, d.h. nur eine Auflösung von $1\farcs2$ besitzten. Dieses *seeing* führt dazu das der Nebel in den Spektren ausgeschmiert wird und damit größer wirkt.

Die radiale Geschwindigkeit des Expansionszentrums des Nebels wird hier mit $156\,{\rm km\,s^{-1}}$gemessen. Dies stimmt mit vorherigen Messungen gut überein und weist wie diese darauf hin, daß das S119-System eventuell näher liegt als die LMC, bzw. eine von der Rotationskurve und Bewegung der LMC verschiedene Geschwindigkeit hat. Vergleicht man die Radialgeschwindigkeit des Nebels um S119 mit der im Spektrum detektierten Hintergrundsemission der H II-Region, die sich mit $v_{\rm H\,II} \sim 264\,{\rm km\,s^{-1}}$ bewegt, so ist das S119-System um mehr als $100\,{\rm km\,s^{-1}}$ weniger rotverschoben.

Beide Seiten der Doppler-Ellipse haben eine Halbwertsbreite von 0.3 Å ($13\,{\rm km\,s^{-1}}$) bis 0.5 Å ($23\,{\rm km\,s^{-1}}$) und sind damit aufgelöst. Diese Geschwindigkeitsbreiten der rot- und blauverschobenen Komponenten resultieren sehr wahrscheinlich aus der Dicke der Schale. Während sich der äußere Rand etwas schneller bewegt, expandiert der innere Teil der Schale etwas langsamer. Dies führt zu einer Geschwindigkeitsbreite. Die Echellogramme in Abb. 6.2, insbesondere die Ausschnitte links oben, zeigen eine leicht klumpige Struktur der Doppler-Ellipse, d.h. Helligkeitsvariationen entlang der räumlichen Achse. Diese Variationen sind auf dichtere bzw. hellere Klumpen zurückzuführen, die auch schon in den HST-Bildern gefunden wurden. Wegen der wesentlich schlechteren räumlichen Auflösung der Spektren (*seeing*) im Vergleich zu den HST-Daten konnte keine klare Zuordnung der Klumpen in den HST-Bildern zu Strukturen in den Spektren gemacht werden.

In Spalt 2.5S zeigt sich zusätzlich am unteren Konvergenzpunkt der Doppler-Ellipse, kaum sichtbar, ein Teil, der eine leicht erhöhte Rotverschiebung im Vergleich zum Nebel hat. Diese Erhöhung wird am deutlichsten in dem zugehörigen *pv*-Diagramm an Stelle $-5''$.

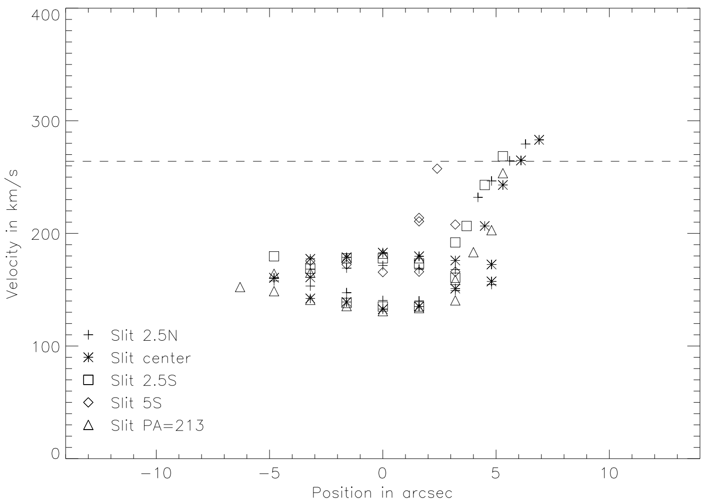


Abbildung 6.3: In diesem Diagramm wurden alle *pv*-Diagramm der Spalte aufgetragen. Unterschiedliche Symbole repräsentieren unterschieldiche Spaltpositionen. Eine gestrichelte Linien markiert die Radialgeschwindigkeit der H II-Region im Hintergrund.

Neben der sphärischen Expansion liefern die kinematischen Daten Hinweise auf eine wesentlich schnellere Bewegung. Jeweils am oberen Konvergenzpunkt der Doppler-Ellipse in den Echellogrammen zeigt sich eine Emission mit hoher Rotverschiebung, in Spalt 2.5N ist diese Emission nicht mehr mit der Ellipse verbunden. Um sicher zu gehen, daß diese Komponente Bestandteil des Nebels ist und nicht eine Hochgeschwindigkeitskomponente der H II-Region darstellt, wurden wieder die [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnisse gemessen. Für den Nebel um S119 wurde ein Verhältnis [N II]λ6583Å/H_α von 0.61 $\pm$0.07 ermittelt, das Verhältnis in des Hochgeschwindigkeitskomponente erreicht noch einen Wert von 0.5$\pm$0.07. Beide Verhältnisse sind vergleichbar mit Werten von bekannten LBV-Nebeln und sind stark erhöht gegenüber dem Verhältnis von [N II]λ6583Å/H_α = 0.04 der H II-Region im Hintergrund, das ebenfalls auf den Spektren ermittelt werden konnte. Dieses Verhältnis weist darauf hin, daß die Hochgeschwindigkeitskomponente ein Teil des Nebels ist. Einen weiteren Beweis dafür liefert die Doppler-Ellipse in Spalt PA=213. Im oberen linken Ausschnitt des Echellogramms (Abb. 6.2) wird deutlich, daß sich die Doppler-Ellipse hier leicht öffnet und in die Hochgeschwindigkeitskomponente direkt übergeht. Dies beweist einen Zusammenhang des Nebels mit der Hochgeschwindigkeitskomponente. Vergleicht man die Echellogramme miteinander, so ergibt sich eine maximale Geschwindigkeit dieser Komponente (gemessen in Spalt Zentrum) von 283.1 km s^{-1}. Sie ist damit 127 km s^{-1} schneller als das Expansionszentrum des Nebels in diesem Spalt. In allen Spektren zeigt sich, daß die Komponente linear an

Geschwindigkeit zunimmt.

6.3 S119: Ein LBV-Nebel mit Ausfluß

Die HST-Bilder des Nebels um S119 zeigen erstmals sehr deutlich seine sphärische Form. Eine vorher als asymmetrisch deklarierte Struktur ergibt sich daraus, daß ältere Datensätze lediglich die helleren Teile des Nebels erfaßt haben, die bevorzugt im Osten zu finden sind. Die Flächenhelligkeit des Nebels, ist sehr inhomogen verteilt, viele dichtere oder hellere Knoten und Filamente durchziehen den Nebel. Einige der Filamente erstrecken sich über den sphärischen Teil des Nebels hinaus und sind zum Teil nicht mehr mit dem Nebel verbunden. Der Nebel expandiert sphärisch mit etwa $25\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. In allen Spektren findet sich weiterhin eine Hochgeschwindigkeitskomponente, die sich über $100\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ schneller als der Nebel bewegt. Ein Vergleich der Lage dieser Komponente mit dem HST-Bild führt zu folgender Vorstellung: Gas strömt an der östlichen Seite des Nebels, zwischen dem nord-westlichen und dem südlichen Filament, mit einer hohen Geschwindigkeit vom Nebel weg, und bildet einen großflächigen Ausfluß. Die an dieser Seite des Nebels gefundenen Filamente (vgl. Abb. 6.1 links) können als weiteren Hinweis für diesen Ausfluß angesehen werden. Sie stellen ionisiertes Gas dar, das vom ausströmenden Gas mitgerissen wird und somit dem Nebel an dieser Stelle eine ausgefranste Struktur verleiht. Das Gas strömt mit einer Radialgeschwindigkeit aus, die immer schneller zu werden scheint, je weiter das Gas vom Stern entfernt ist. Dies mag daher resultieren, daß der Ausfluß in einer Art Konus stattfindet und, je nachdem unter welchem Winkel sich der Konus öffnet, mehr oder weniger Gas direkt entlang der Sichtlinie von uns weg fliegt. Es kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, daß diese lineare Geschwindigkeitsverteilung intrinsich ist, wie es z.B. bei den *Strings* in η Car der Fall zu sein scheint. Abbildung 6.3 verdeutlicht die kinematischen Ergebnisse bezüglich des Nebels um S119 nochmals. Hier wurden alle *pv*-Diagramme, codiert mit unterschiedlichen Symbolen, zusammengefaßt. Eindeutig zeigt sich die sphärische Doppler-Ellipse sowie die Hochgeschwindigkeitskomponente. Eine gestrichelte Linie markiert die Radialgeschwindigkeit der H II-Region im Hintergrund, die Mitglied der LMC ist. Es zeigt sich, daß sich die Lage der Hochgeschwindigkeitskomponente in den einzelnen Spektren verändert. Dies läßt sich damit erklären, daß die Spektren immer früher die Position des Ausflusses schneiden (vergleiche Spaltlage in Abb. 6.1 rechts).

Weitere Vergleiche der HST-Bilder mit den Spektren zeigen, daß die leicht erhöht rotverschobene Komponente, die in Spalt 2.5S gefunden wurde, wahrscheinlich mit dem süd-östlichen Filament identifiziert werden kann.

Da der Aufluß aus dem Nebel um S119 vermuten ließ, daß es sich um heisses Gas handeln könnte, welches sich in der blauen Phase des LBVs innerhalb des Nebels gesammelt haben könnte, wurden hier auch wieder Röntgen-Aufnahmen untersucht. Ein 21 000 Sekunden belichtetes ROSAT-HRI-Bild, das ausgewertet und im Detail untersucht wurde, zeigt allerdings, daß keine Röntgenstrahlung von S119 oder seinem Nebel ausgeht. Das heiße Gas, wenn es sich denn gesammelt hat, ist zu schwach um detektiert werden zu können. In analoger Weise wie auch bei η Car abgeschätzt wurde, kann außerdem gezeigt werden, daß die Geschwindigkeit des ausströmenden Gases zu gering ist um Röntgenemission davon im ROSAT zu detektiern. Die Röntgenstrahlung des Ausflusses ist sehr weich und wird komplett vom Vordergrundsmaterial absorbiert.

Zuletzt lassen die HST-Bilder eine Möglichkeit zu, darüber zu spekulieren, warum der Nebel um S119 im Osten heller ist. Es könnte vermutet werden, daß der Nebel auf dieser Seite in dichteres interstellares Medium läuft und diese Seite des Nebels dadurch verdichtet wird. Eine höhere Dichte würde zu einem höheren Emissionsmaß führen (EM $\sim n_\mathrm{e}^2$) und damit einer höheren Flächenhelligkeit. Einen Hinweise auf eine höhere Umgebungsdichte in östlicher Richtung zeigt das HST-Bild (Abb. 6.1 rechts), das dort Emission einer H II-Region aufweist. Die Vermutung, daß in östlicher Richtung die H II-Region auf dichteres interstellares Medium hinweist, basiert allerdings auf zwei Annahmen: (a) Der Nebel um S119 liegt räumlich gesehen in derselben Ebene wie die H II-Region, und (b) die Ionisationsbedingungen sind am Stern wie auch in der H II-Region dieselben. Nur unter diesen Bedingungen ist das leutende Gas der H II-Region im Bild ein Hinweis auf die Dichte. Für einen Beweis, ob dichteres Gas vorhanden ist, wäre aber auch ein Vergleich mit H I-Daten nötig, um neutrales dichtes Gas zu finden. Leider besitzen die bisherigen H I-Messungen eine noch zu geringe Auflösung, um eine sichere Aussage darüber zu machen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der Stern S119 einen Nebel runder Form besitzt, der sphärisch expandiert. Gleichzeitig zeigt sich, daß fast die komplette westliche Seite des Nebels einen großskaligen Ausfluß aufweist, der mit erhöhter Geschwindigkeit ins interstellare Medium strömt.

Kapitel 7

Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick

While much progress has been made the greatest possibilities still lie in the future.
George E. Hale

7.1 Zusammenfassung der neuen Erkenntnisse

In dieser Arbeit wurden die Nebel ausgewählter LBVs und LBV-Kandidaten analysiert, um damit ein besseres Verständnis über die Nebel, deren Bildung, aber auch allgemein über die LBVs und ihre Entwicklung zu gewinnen. Zur Untersuchung der Nebel wurden Direktaufnahmen der Objekte verwendet – um Aussagen über die Morphologie der Nebel zu machen – und spektroskopische Daten wurden benutzt, die kinematischen Informationen über die Nebel liefern. Bei η Carinae und S119 wurden zusätzlich Röntgendaten ausgewertet, die Aufschuß über das heiße Gas der LBV-Nebel geben.

η **Carinae** scheint in vieler Hinsicht immer noch ein einzigartiges Objekt zu sein, oder, wie J.F.W Herschel es schon 1847 beschrieb: *an object in itself*. Die Analysen zeigen, daß der Nebel um η Car in zwei Gebiete eingeteilt werden kann, die sehr unterschiedlicher Natur sind. Den innere Teil des Nebels bildet der bipolare Homunkulus, dessen Form aus zwei Blasen besteht, die durch eine äquatoriale Scheibe getrennt werden. Der Homunkulus bildet eine zusammenhängende Struktur, die mit etwa $500-700\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ expandiert (Meaburn et al. 1993a, Currie et al. 1996, Smith & Gehrz 1999). Staubbildung sorgt für eine starke IR-Emission und polarisierte Streustrahlung (Gehrz et al. 1999) des Homunkulus. Neuste Arbeiten über die Staubbildung in der Hülle des Homunkulus liefern, verursacht durch die Elementhäufigkeiten des CNO-prozessierten Materials im Nebel, eine sehr ungewöhnliche chemische Zusammensetztung (Gail et al. 1999). Durch die starke Streuung der Strahlung am Staub sind insbesondere optische Analysen des Homunkulus nicht einfach. Außer dem Homunkulus erstreckt sich der Nebel um η Car noch weiter bis auf eine Entfernung von circa $30''$ oder 0.3 pc vom Stern entfernt. Dieser äußere Nebel besteht aus einer sehr großen Ansammlung an Knoten und Filamenten, die nahezu gleichmäßig um den Homunkulus-Nebel herum verteilt sind. Es wurde gezeigt, daß diese Filamente in sehr unterschiedlichen Größen und Formen auftreten. Genauere Untersuchungen aber zeigen, daß auch diese Strukturen einem Muster folgen. Radialgeschwindigkeitsmessungen dieses Außenbereichs des Nebel beweisen, daß Filamente im Süd-Osten bevorzugt blauverschoben sind, während die Knoten im Nord-Westen mehrheitlich rotverschoben auftreten. Diese kinematische Verteilung der Knoten weißt darauf hin, daß der äußere Nebel um η Car einer filamentären aber bipolaren Morphologie folgt. Unter dieser filamentären Struktur des Nebels um η Carinae stechen einige auffälligeren Gebilde heraus, die eine ungewöhnliche Morphologie aufweisen, so z.B. der Kranz, die *N condensation* oder eine kreis-förmige Ansammlung von Knoten im Süden von η Car. Die Kinematik viele dieser Strukturen läßt sich am besten beschreiben, wenn man annimmt, daß die Knoten, die weiter von η Car weg liegen eine höhere Radialgeschwindigkeit besitzten. Bisher scheint η Car der einzige LBV-Nebel zu sein, der eine derart stark filamentären Nebel aufweist, es ist bisher unklar ob andere LBV-Nebel keinen solchen Nebel gebildet haben, oder aber ob er – η Car's Nebel ist wahrscheinlich sehr jung (vorausgesetzt er entstandt bei der *giant eruption*) – bei anderen LBV-Nebel nicht mehr zu sehen ist. Dies mag durch Wechselwirkungen mit der Umgebung passieren, indem sich das Gas des LBV-Nebels mit dem des ISM mischt, oder daran liegen, daß das Gas in zu großer Entfernung vom Stern nicht mehr zum Leuchten angeregt wird (zu geringer Lyman-Kontinuum-Fluß) und daher nicht mehr detektiert werden kann. Der in dieser Arbeit erstellt Katalog, der die Geschwindigkeiten aller hier detektierten Knoten und Filamente des äußeren Nebels um η Car enthält, verdeutlicht weiterhin die komplexe Struktur diese Nebels. Kein anderer LBV-Nebel enthält Strukturen mit derart unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsbreiten. Eine der erstaunlichsten Strukturen auch in Hinsicht auf ihr kinematisches Verhalten sind die sogenannten **Strings**. Die *Strings* sind extrem kollimierte, lange und sehr schmale Objekte mit einem sehr hohen Länge-zu-Breite-Verhältnis. Im Nebel um η Car wurden bisher fünf solcher Objekte identifiziert, und mit *Strings* $1-5$ benannt. Sie erreichen eine maximale Länge von knapp $16''$ und sind damit fast so groß wie der komplette Homunkulus. Sie verlaufen nahezu radial vom Stern weg, und liegen in ihrer Ausrichtung etwa entlang der Hauptachse des bipolaren Homunkulus. Ihre Orientierung weist darauf hin, daß sie dirket am Stern entstanden sind, ob sie aber heute noch bis dorthin zurückreichen, kann leider nicht geklärt werden, da starke Emission und Streuung des Lichtes des Homunkulus die Verfolgung der *Strings* nach innen zum Stern hin unmöglich macht. Nicht nur sind die *Strings* morphologisch sehr ungewöhnlich, sie zeigen auch eine kinematichen Besonderheit. Alle *Strings*, die in den kinematischen Messungen erfaßt wurden – das sind *String* 1, 2 und 5 – zeigen ein lineares Geschwindigkeitsgesetz. Die radiale Geschwindigkeit der *Strings* steigt von innen nach außen an, mit einem Gradienten von $\sim 3000\,\mathrm{km\,s^{-1}\,pc^{-1}}$. Die Steigung bei diesem Verlauf, der ähnlich einem Hubble-Gesetz ist, ändert sich dabei nur marginal. Die Natur und Entstehung der *Strings* ist noch weitgehend ungeklärt. Es ist bisher weder klar, was diesen Geschwindigkeitsverlauf verursacht, noch ob es sich bei den *Strings* um ein zusammenhängendes Gebilde handelt, das aus einzelnen kleineren Knoten zusammengesetzt ist. Auf wesentlich kleineren Skalen $1-2''$ scheint es im Nebel um η Car eine größere Anzahl solcher *string*-ähnlichen Objekte zu geben. Sie sind nur etwa 0.01 pc lang und weisen eine weit weniger starke Kollimierung auf. Ob sie eine ähnliches kinematisches Verhalten wie die großen *Strings* besitzen, ist noch unklar. Ein Vergleich zwischen den kinematischen Daten und den auf den HST-Bildern morphologisch identifizierten kleinen *string*-ähnlichen Gebilden kann an dieser Stelle nicht unternommen werden, da die *seeing*-limitieren Echelle-Daten diese kleinen *String*-Strukturen nicht auflösen können.

Wie die hohen Geschwindigkeiten der Filamente im äußerer Nebel um η Car schon vermuten lassen, gibt es Röntgenemission aus diesen Regionen. Eine im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Analyse der **Röntgenstrahlung von η Car und seines Nebels** liefert zusammen mit den kinematischen Daten eine Erklärung für die Entstehung der Röntgenemission. Aufnahmen von ROSAT von der Umgebung um η Car zeigen einen Röntgennebel, der eine vom optischen Nebel sehr verschiedene Morphologie aufweißt. Die Röntgenstrahlung bildet eine haken-förmige Verteilung um die variable härtere Zentralquelle, den Stern. Eine Übereinstimmung von Röntgen- und optischer Emission gibt es lediglich bei der *S condensation* und η Car selber. Der Vergleich mit den kinematischen Daten allerdings zeigt eine gute Übereinstimmung: Die Knoten mit den höchsten Geschwindigkeiten erzeugen die stärkste Röntgenemission. Die Korrelation der Röntgenstrahlung mit den Radialgeschwindigkeiten führt daher zur Interpretation, daß die Röntgenstrahlung dort entsteht, wo schnell bewegtes Material mit der Umgebung wechselwirkt und dabei Stoßfronten erzeugt. Je schneller das Material ist, desto stärker ist der Stoß und desto höher sind die Temperatur im Röntgenbereich. Die stärkste Röntgenstrahlung im Nebel um η Car wurde in zwei Knoten gefunden, die als *knot 1* und *knot 2* bezeichnet wurden und deren *post-shock*-Temperaturen $3\,10^7$ und $5\,10^7\,\mathrm{K}$ erreichen.

Außer dem LBV-Nebel um η Car wurde der Nebel um den LBV-Kandidaten **WRA 751** detailliert untersucht. Aufnahmen des Nebels um WRA 751 zeigen eine sphärische Form des Nebel, dessen homogen Flächenhelligkeit ihn ähnlich einer

Strömgren-Sphäre aussehen läßt. Bisher unveröffentlichte NTT-Archiv-Aufnahmen dieses Nebels, die ausgewertet und neu analysiert wurden, liefern erste Hinweise auf eine bipolare Komponente im Nebel um WRA 751. Zwei morphologisch identifizierte Strukturen, die *Northern* und *Southern Cap*, dehnen sich über die sphärischen Nebel hinaus aus und liegen entlang einer gemeinsamen Achse durch den Zentralstern. Unterstützt wird das Modell der Bipolarität des Nebels durch die kinematischen Daten. In den Spektren konnten die beiden *Caps* ebenfalls gefunden werden, dabei bewegt sich der *Northern Cap* von uns weg, der *Souther Cap* kommt auf uns zu. Diese Geschwindigkeitsverteilung kann in Bezug auf das Nebelzentrum als bipolar angesehen werde. Weitere kinematische Besonderheiten des Nebels – insbesondere die Form und Lage der Doppler-Ellipse – deuten darauf hin, daß auch der inner Teil des Nebels nicht exakt spärisch expandiert, sondern eine Asymmetrie aufweist. Die globale Expansionsgeschwindigkeit wurde mit $v_{\rm exp} \sim 27\,{\rm km\,s^{-1}}$ ermittelt. Es wurde mit Hilfe der kinematischen Untersuchungen gefunden, daß die Struktur der Nebel um LBVs nicht immer einfach – z.B. sphärisch – ist, sondern sich in den meisten Fällen als wesentlich komplexer herausstellt. Der Nebel um WRA 751 kann daher wie der um η Car oder HR Car zu den bipolare LBV-Nebeln gezählt werden.

Als einziges Objekt außerhalb unserer Galaxis wurde der LBV-Kandidat **S 119** in der LMC untersucht. Allerdings ist die genau Lage dieses Sterns unsicher, denn, wie Radialgeschwindigkeitsmessungen der stellaren Linien zeigen, bewegt sich der Stern mit etwa $-156\,{\rm km\,s^{-1}}$ während die typische Radialgeschwindigkeit der LMC an dieser Stelle $-265\,{\rm km\,s^{-1}}$ beträgt. Es kann also sein, daß der Stern etwas oberhalb der Ebene der LMC liegt, und damit etwas näher ist. Durch die größere Entfernung – im Vergleich zu den Galaktischen LBVs – ist die Ausdehnung des Nebels am Himmel kleiner, so daß bisherige bodengebundene Beobachtungen durch die Einschränkung der Auflösung aufgrund des *seeings* nur eine vage Vorstellung des Nebels liefern konnten. Daher wurden in diese Arbeit Aufnahmen vom HST verwendet, die den Nebel erstmals auflösen. Der Nebel um S 119 ist nahezu sphärisch und weist eine inhomogene knotige Flächenhelligkeit auf, seine östliche Seite ist wesentlich heller als der Rest des Nebels. Die Expansion des Nebels, die durch die kinematischen Analysen ermittelt wurde, ist ebenfalls sphärisch und beträgt $v_{\rm exp} = 25\,{\rm km\,s^{-1}}$. Doch auch der Nebel um S 119 weist eine Besonderheit auf, die (meines Wissens) bisher noch bei keinem anderen LBV-Nebel gefunden wurde: Der Nebel zeigt einen großskaligen Ausfluß aus dem Nebel heraus. Mit einer bis zu $100\,{\rm km\,s^{-1}}$ schnelleren Geschwindigkeit von uns weg strömt Gas aus einem Bereich des Nebels aus, der über 1/3 des Umfanges des Nebels ausmacht. Filamente, die auf den HST-Bildern an dieser westlichen Seite des Nebels zu sehen sind, erstrecken sich über den Nebelrand hinaus und deuten auf hinausströmendes Gas an dieser Stelle hin. Ein Vergleich mit den ROSAT-Daten zeigt, daß keine Röntgenemission von diesem Nebel ausgeht. Man kann zeigen, daß die Geschwindigkeit der Stoßfronten zu gering ist, um Röntgengas zu erzeugen, das ROSAT detektiern könnte. Die Röntgenstrahlung von heißen Gas, das durch einen schnelleren Wind in der blauen Phase der Entwicklung des LBVs erzeugt worden und sich innerhalb des LBV-Nebels gesammelt haben könnte, scheint offensichtlich auch zu schwach zu sein, um detektiert zu werden, so es denn überhaupt vorhanden ist.

Die Nebel um LBVs erweisen sich als von wesentlich komplexerer Natur, als nur einfach runde Blasen aus einer Wind-Wind-Wechselwirkung. Der filamentäre äußerer Nebel um η Car, die *Strings* und der starke Ausfluß aus dem Nebel um S 119 zeigen völlig neue Eigenschaften der LBV-Nebel, die zu keinem der bisherigen Modelle der LBV-Nebel passen. Die bipolare Form, die den Homunkulus lange Zeit zu einem ungewöhnlichen Objekt machte, schein desweitern nicht so einzigartig, wie bisher vermutet wurde. Neben η Car und HR Car (Weis et al. 1997a) ist auch die Form und Kinematik des Nebels um WRA 751 bipolar.

Wie diese neuen Ergebnisse im Zusammenhang mit der Bildung und Entwicklung der LBV-Nebel stehen, soll im nächsten Kapitel diskutiert werden.

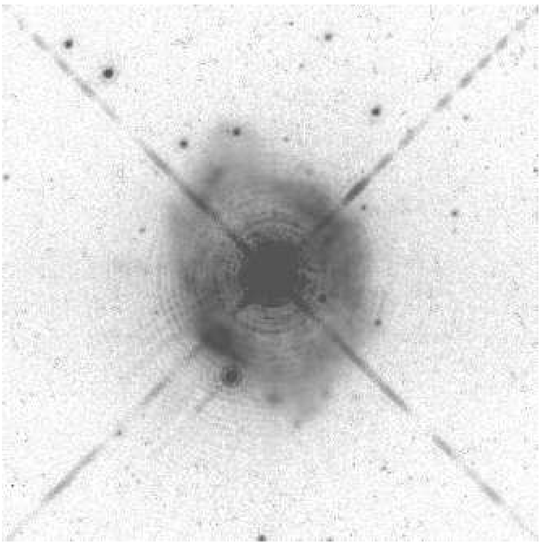
7.2 Die Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse der Untersuchungen der einzelnen Objekte solle hier im Zusammenhang diskutiert werden und mit weiteren Analysen aus der Literatur verglichen werden. Unter den LBVs scheint η Carinae eine herausragende Rolle zu spielen. Kein anderer LBV-Nebel besitzt eine derart ausgeprägte kleinskalige Morphologie, die den Anschein erweckt als ob der Nebel dadurch entstanden ist, daß ein Teil der Sternhülle einfach 'auseinanderfetzt'. Strukturen des Nebels um η Car zeigen die unterschiedlichsten Größen und Formen und reichen oft wesenlich weiter weg vom Stern als der eigentliche *klassische* Nebel, der Homunkulus. Diese Eigenschaft des Nebels, aus vielen Einzelteilen zu bestehen, scheint für LBV-Nebel recht ungewöhnlich. Ist die Vorstellung hier doch immer die eines aufgeschobenen Ringnebels. Wie kommt es daher, daß der Nebel nicht einer klaren Begrenzung folgt? Nun, ein Modell, wie LBV-Nebel eine klumpige Struktur erzeugen, liefern hydrodynamische Rechnungen. In den Wind-Wind-Wechselwirkungsmodellen, wie sie für LBVs von García-Segura et al. (1996a) vorgeschlagen wurden, werden die erzeugten LBV-Nebel dadurch fragmentieren, daß z.B. Rayleigh-Taylor- und Vishniac-Instabilitäten einsetzen (Mac Low 1999). Die Rayleigh-Taylor-Instabilität tritt dann auf, wenn das durch den Wind außen zusammengeschobene Material dichter ist als das Windmaterial selbst; die Vishniac-Instabilität tritt auf, wenn Material mit Überschall in eine Umgebung sich ausdehnt und sich thermischer und Staudruck nicht mehr adjustieren können. Beide Instabilitäten gehen aber mit Zeitskalen einher, die deutlich länger sind, als z.B. die Zeit seit dem Ausbruch von η Car im Jahre 1843. Dies würde aber bedeuten, daß das äußere Material viel früher von η Car ausgestoßen worden sein muß als beim letzten Ausbruch. Nur der Homunkulus würde dann von diesem Ausbruch stammen, er hätte noch keine Zeit gehabt zu fragmentieren, ganz im Gegensatz zu den weiter außen liegenden Teilen des Nebels. Die involvierte Zeitskala der verantwortlichen Instabilität kann zwar mangels bisher verfügbarere Daten über Dichte und Temperatur des äußeren Materials nicht genau bestimmt werden, könnte aber prinzipiell einen Anhaltspunkt für dessen Entstehungszeitpunkt liefern.

Erstaunlich in diesem Zusammenhang ist allerdings, daß, obwohl fast alle LBV-Nebel mit dem HST untersucht wurden, und einigen von ihnen in ähnlicher Entfernung wie η Car zu uns liegen, kein anderer LBV-Nebel eine derart starke Fragmentierung aufzuweisen scheint wie der η Car-Nebel. Die Größen und Expansionsgeschwindigkeiten anderer LBV-Nebel weisen darauf hin, daß sie eher älter sind als der η Car-Nebel. Hier geht man davon aus, daß die Entstehung von LBV-Nebeln mit einem Mechanismus stattfindet, der für alle Nebel gleich ist und daher z.B. immer ähnliche Anfangsexpansionsgeschwindigkeiten erzeugt. Unter dieser Bedingung wären die Nebel um HR Car oder AG Car älter und müßten daher eine mindestens genauso starke Klumpung zeigen wie der äußere Teil des η Car-Nebels. Dies ist aber nicht der Fall, zwar zeigen diese Nebel kleinere Klumpen, bilden aber dennoch eine zusammenhängende Form. Diese Überlegung würde daher gegen die Vorstellung sprechen, daß hydrodynamische Instabilitäten für die keinskalige Struktur des äußeren Nebels um η Car verantwortlich sind. Eine weitere Erklärung für die Entstehung des äußeren Nebels mag in der Art der Instabilität liegen, die die LBV-Ausbrüche erzeugt. Eventuell ist der Entstehungsmechanismus ein wesentlich *explosiveres* Ereignis als bisher angenommen wurde. Vielleicht fliegen in der Anfangsphase zunächst einzelne Teile der Sternhülle davon und erzeugen den äußeren Nebel, bevor ein kontinuierlicherer Massenstrom den homogeneren Homunkulus formt. Wenn nicht jeder LBV ein solches explosiveres Ereignis durchlebt, sonder nur z.B. die Nebel, die eine *giant eruption* machen, könnte dies erklären, warum η Car einen solch fragmentierten zeigt und andere LBVs nicht. Wie im letzten Kapitel schon angesprochen, kann es natürlich auch sein, daß wir die fragmentierten äußeren Nebel anderer LBVs eventuell deswegen nicht finden, weil sie heute nicht mehr detektiert werden können. Die Klumpen haben sich entweder zu weit vom Stern entfernt und können nicht mehr ionisiert werden, oder haben sich schon mit dem ISM vermischt. Ob dieser äußere Nebel immer entsteht oder nicht, führt auf die allgemeinere Frage, ob η Car einen Sonderplatz unter den LBVs einnimmt oder nicht. Viel der Eigenschaften dieses Sterns und seines Nebels erscheinen einzigartig oder von besonderer Größe. Nicht nur ist der Zentralstern (angenommen es handelt sich nicht um ein Doppelstern-System) das vielleicht massereichsten Objekt, auch der Nebel expandiert mit Geschwindigkeiten, die alle anderen LBV-Nebel weit übertreffen. Bleibt die Frage: War der Ausbruch, der den Nebel um η Car erzeugte, etwas besonderes, war er wesentlich stärker als all die anderen, oder wirkt der Nebel so ungewöhnlich, weil er verhältnismäßig jung ist (gehen wir einmal davon aus, das der komplette Nebel 1843 entstanden ist)? Sind zum Beispiel die Expansionsgeschwindigkeiten deshalb so hoch, weil der Stern so extrem massereich ist und damit verbunden die LBV-Instabilität wesentlich stärker war? Eindeutig lassen sich diese Fragen bisher nicht beantworten, insbesondere wegen des Mangel an vergleichbaren Beispielen. Die beiden galaktischen LBVs, die eine *giant eruption* durchlebten, sind η Car und P Cyg. Der Nebel um P Cygni entstand wahrscheinlich etwa 1600 mit dem Ausbruch und expandiert heute mit einer Geschwindigkeit von etwa 150 km s^{-1}. Er gehört damit zu den schnellsten LBV-Nebel. Interessanterweise zeigt auch P Cygni eine zweite Nebelstruktur, die leicht fragmentiert den inneren Nebel umgibt. Ob dieser äußere Nebel um P Cygni, ähnlich wie der äußere Nebel um η Car, einen Teil eines LBV-Nebels darstellt, ist noch unklar. Sollten Untersuchungen dies aber belegen, könnte man sich eine Instabilitätsmechanismus der *giant eruption*-LBVs vorstellen, der in zwei Stufen abläuft: Erst bildet sich ein äußerer klumpiger Nebel, bevor sich der *shell*-Nebel bildet. Eine Sonderstellung der *giant eruption*-LBVs wurde kürzlich von Humphreys (1999) vorgeschlagen. In dieser Arbeit wurde die Frage aufgeworfen, ob man die LBVs nicht doch wieder in η Car-Variable und S Dor-Variable unterteilen sollte, je nachdem ob sie eine *giant eruption* durchlaufen haben oder nicht.

Einen weiteren Ansatzpunkt, um zu klären ob η Car eine Ausnahme darstellt oder nicht, liefert die streng bipolare Mophologie des Homunkulus. Ist dies Form wirklich einzigartig, ist sie ein spezielle Eigenart dieses Nebels, wie es lang vermutet wurde? Dies scheint offensichtlich nicht der Fall zu sein. Erstmals 1996 (Weis) bzw. 1997 (Weis et al. 1997a) konnte gezeigt werden, daß der LBV HR Car einen bipolaren Nebel hat, der dem Homunkulus extrem ähnlich ist. Hochaufgelößte Langspalt-Echelle-Daten zeigten, daß der Nebel um HR Car wie der Homunklus aus zwei expandierenden Kugel besteht, die eine Expansionsgeschwindigkeit von 70−150 km s^{-1} haben. Der in dieser Arbeit behandelte LBV-Kandidat WRA 751 scheint sich nun weiter in diese Katagorie einzureihen. WRA 751 zeigte sowohl morphologisch als auch kinematische Komponenten, die eindeutig auf eine bipolare Struktur hinweisen. Dies erhärtet die Vermutungen, daß Bipolarität in LBV-Nebeln nicht ungewöhnlich ist, sie wird vielmehr in immer mehr Objekten gefunden.

In Abbildung 7.1 werden bisher unveröffentlichte HST-Aufnahmen von zwei weitern LBVs dargestellt. Diese Aufnahmen wurden vom mir aus dem HST-Archiv entnommen und neu reduziert. Links im Bild ist der LBV-Nebel um den LMC-Stern R 127 zu sehen. Bisherige Bilder zeigten nur asymmetrisch verteilte hellere Gebiete dieses Nebels, da die kleine Ausdehnung (nur etwa 10″) und ein extrem heller Zentralstern bodengebundenen Aufnahmen erschwerten. Das HST-Bild weist aber darauf hin, daß auch die Morphologie des Nebels um den LBV R 127 bipolare Komponenten besitzt. Ein zweites Beispiel ist der LBV HD 168625 im Bild rechts. Auch diese Aufnahme beweist, daß der Nebel um diesen LBV nicht rund ist, und



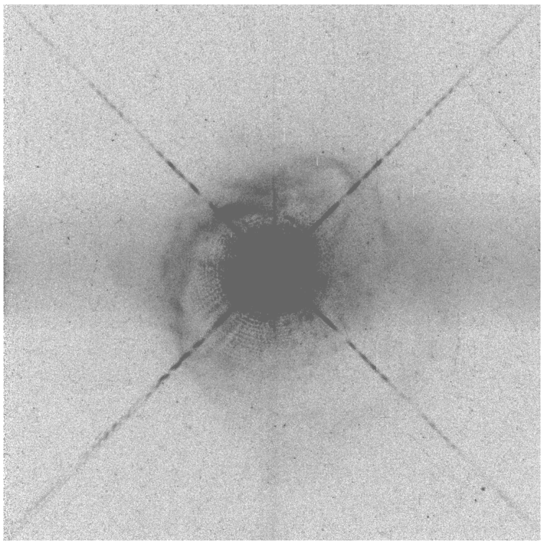


Abbildung 7.1: *Links*: Eine Aufnahme des HST zeigt den Nebel um den LBV R 127 in der LMC erstmals aufgelößt. Ohne Zweifel weist auch seine Morphologie auf Bipolarität hin. Der Bildausschnitt (PC) ist hier etwa 15″× 15″. *Rechts*: Ein HST-Bild des Nebels um den LBV HD168625 zeigt bei diesem Objekt klare Abweichungen von einer sphärische Symmetrie. Auch dieser Nebel könnte als bipolar eingestuft werden.

eher aus zwei Komponenten besteht, die sich eventuell bipolar anordenen.

Ein anderes Objekt das vielleicht zu den bipolare LBV-Nebel gezählt weden kann ist der Stern Sher 25[1] in der galaktischen H II-Region NGC 3603. Abb. 7.2 links zeigt eine Ausschnitt aus dieser Region, in deren Zentrum sich ein circa 4 10^6 Jahre alter Haufen befindet. Etwas nördlich der Assoziation liegt ein Mitglied, der Stern Sher 25 (Sher 1965), ein B1.5 Iab-Überriese (Moffat 1983). Wie die H_α-Aufnahme, die ich von diesem Nebel gemacht habe, in Abb. 7.2 rechts zeigt, umgibt ein bipolare Nebel diesen Stern, der aus zwei bipolaren Kreissegmenten besteht und einer Ringstruktur, die den Zentralstern komplett umgibt. Mit einer Entfernung von 6−7 kpc (Clayton 1986, Melnick et al. 1989) hat der Nebel eine Größe von etwa 1 pc. Echellespektren die wieder mit dem CTIO-4 m-Langspalt-Echellespektrographen gemacht wurden lösen die Expansion des Nebels auf (Brandner et al. 1997) und zeigen, daß der bipolare Nebel mit etwa $70\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ expandiert. Das [N II]λ6583Å/H_α-Verhältnis des Nebels ist mit 2.8 recht hoch. Sher 25 zeigt neben diesem Nebel weitere Eigenschaften, die es zulassen, ihn als guten LBV-Kandidaten zu klassifizieren: die Helligkeit des Sterns ist variable, mit Zeitskalen die typisch für LBVs sind; seine Klassifikation als B1.5 und seine Lage im HRD (siehe Abb. 7.3) stimmen mit der anderer LBVs

[1]Analysen dieses Objektes wurde von mir in Zusammenarbeit mit W. Brander, E. Grebel und Y.-H. Chu gemacht, siehe dazu Brandner et al. 1997

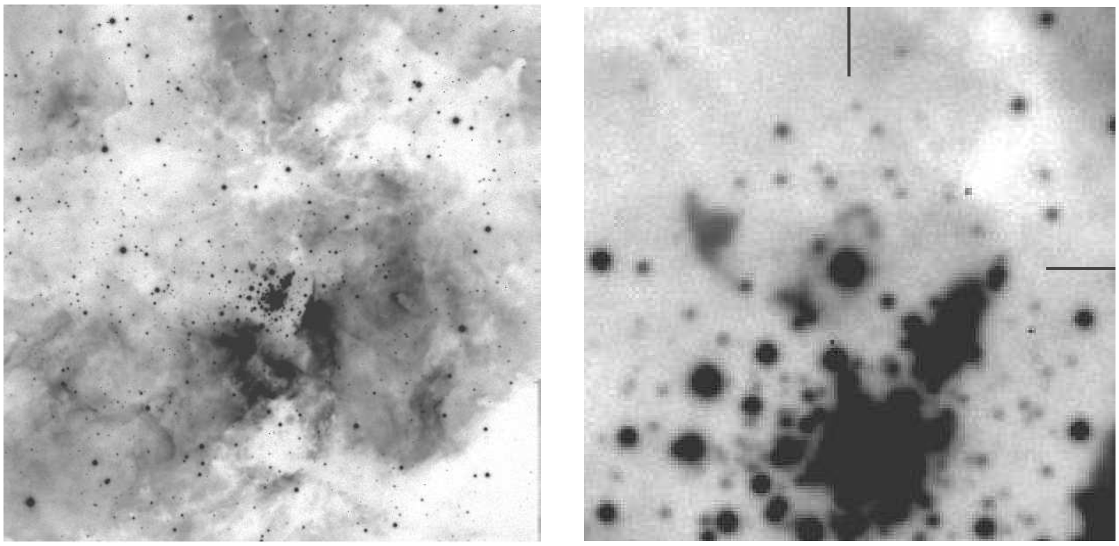


Abbildung 7.2: *Links*: Eine Aufnahme des CTIO-0.9 m-Teleskops zeigt auf ein Bildfeld von $7' \times 7'$ den zentralen Bereich der H II-Region und den Sternhaufen NGC 3603. *Rechts*: Aus dem linken Teilbild herausvergrößert ist der Stern Sher 25 mit seinem bipolaren Nebel (Schnittpunkte der Verlängerung der Markierungen). Sher 25 zeigt alle Eigenschaften um ihn als LBV-Kandidaten einzustufen.

überein. Es wird daher an dieser Stelle mit den vorliegenden Daten vermutet, daß **Sher 25** ein guter **LBV-Kandidat** ist. Er würde sich weiterhin gut in die Reihe der bipolaren LBV-Nebel einfügen.

Es erhärtet sich immer mehr die Vermutung, daß Bipolarität eine Eigenschaft der LBV-Nebel ist. An dieser Stelle soll daher eine Entwicklungssequenz für LBV-Nebel vorgeschlagen werden. Wie eine Vergleich gerade der LBV-Nebel von η Car und HR Car zeigt, sind sich die Nebel in ihrer bipolaren Morphologie sehr ähnlich. Es wird daher davon ausgegangen, daß die beiden Nebel (wie auch die anderen bipolaren LBV-Nebel) einer Entwicklungssequenz folgen, in der sich ein Nebel wie der von η Car durch Altern in einen Nebel verwandeln kann, der ähnlich dem um HR Car heute sieht. η Car wird hier als junger (wahscheinlich 1843 gebildet) LBV-Nebel angesehen, HR Car wird auf etwa $4000 - 9000$ Jahre geschätzt (Weis et al. 1997a). Das unterschiedlichen Aussehen der Nebel, sowie ihre verscheidenen Expansionsgeschwindigkeiten und Größen lassen sich dann mit diesem Modell darauf zurückführen, daß verschiedenen LBV-Nebel verschieden alt sind. Die ältesten LBV-Nebel besitzten die größte räumliche Ausdehnung, expandieren aber am langsamsten, da sie immer weiter abgebremst werden. Diese Vermutung wird anhand der Abb. 7.4 illustriert. Hier aufgetragen sind das dynamische Alter von LBV-Nebeln gegenüber dem Nebeldurchmesser. Wie erwartet nimmt der Nebeldurchmesser mit

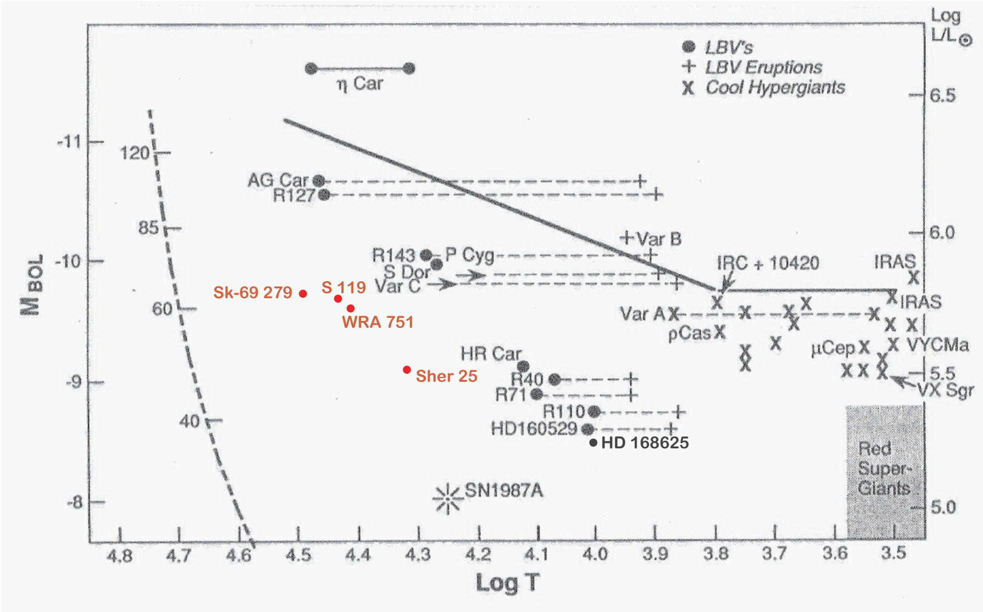


Abbildung 7.3: Dieses HRD, das auch schon zu Beginn der Arbeit gezeigt und diskutiert wurde, zeigt nun auch, in rot markiert, die in dieser Arbeit analysierten oder in der Diskussion näher besprochenen LBV-Kandidaten. Angaben über ihre Lage während eines Ausbruches können aufgrund mangelnder Information nicht gemacht werden. Die hier als gute neue LBV-Kandidaten vorgeschlagenen Sterne Sk−69 279 und Sher 25 wurden ebenfalls vermerkt.

dem dynamischen Alter zu.

Die Bipolarität der Mehrheit der LBVs läßt darauf schliessen, daß der Mechanismus (seinen es Wind-Wind-Wechselwirkungen oder Instabilitäten), der zur Bildung der LBV-Nebel führt, wahrscheinlich durch Rotation stark beeinflußt ist. Ein weiterer Mechanismus, der diese Bipolarität der LBV-Nebel erklären könnte, wäre, ein Doppelstern-System. Durch die Drehimplusverteilung in solch einen System, können leicht bipolare Nebel erzeugt werden. Wie sich z.B. bei η Car gezeigt hat, gibt es Hinweise darauf, daß hier ein Doppelstern-System vorliegt. Es ist daher von großem Interesse, diese Hypothese des Doppelsterns zu beweisen oder widerlegen. Falls sich die Doppelsternnatur bestätigt, muß dieser Einfluß in Modellen untersucht werden. Es zeigt sich auch kein Zusammenhang zwischen der Masse des Zentralsterns und der Biploarität des LBV-Nebels, vielmehr findet man bipolare Nebel bei LBVs von sehr unterschiedlichen Massen. Dies wird auch in Abb. 7.3 deutlich, so zeigen z.B. η Car, HR Car und HD168625 biploare Nebel. Die Lage dieser Sterne im HRD läßt abschätzen, daß diese Sterne Anfangsmassen von entsprechend 160 $M_\odot$, 50 $M_\odot$ und knapp 40 $M_\odot$ besaßen. Wie auch immer die zukünfigen Modelle zur Bildung von LBV-Nebel aussehen werden, sie müssen in der Lage sein, die Bipolarität zu

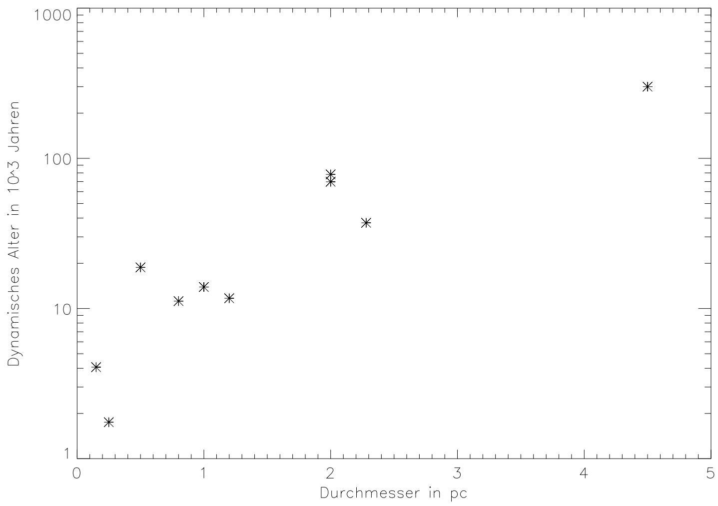


Abbildung 7.4: Das Diagramm, in dem das dynamische Alter (in Einheiten von 10^3 Jahren) der LBV-Nebel gegenüber dem Durchmesser der Nebel aufgetragen wurde, verdeutlicht, wie ältere LBV Nebel eine größeren Durchmesser besitzen. Dies unterstützt die Idee einer Entwicklungssequenz für LBV-Nebel.

erklären. Nur so können in Zukunft LBV-Nebel richtig beschieben werden.

7.3 Ein Blick in die Zukunft

Erst seit relative kurzer Zeit beginnt man die Eigenschaften der massereichsten Stern besser zu verstehen und kann damit bessere Modelle ihrer Entwicklung entwerfen. Die Leuchtkräftigen Blauen Veränderlichen sind erst in jüngster Zeit als eine Klasse von Sternen erkannt worden und die Untersuchung der Nebel um LBVs ist immer noch in den Anfängen. Die Anzahl an bekannten LBVs ist klein, die Anzahl der bekannten LBV-Nebel ist noch kleiner – bedingt auch dadurch, daß die Nebel sehr klein sind und bei weit entfernten LBVs nicht mehr aufgelöst werden können. Eine genaue Untersuchung möglichst vieler Nebel um LBVs ist aber wichtig, um eindeutigere Rückschlüsse auf die Bildung der Nebel und die Ursache der Instabilität der LBVs zu ziehen. So wird in Zukunft im Vordergrund stehen, möglichst viele LBV-Nebel zu untersuchen, weitere zu finden, aber auch die Nebel mit Untersuchungen in einem ausgedehnten Wellenlängenbereich abzudecken. Es liegt in der Natur der Physik, daß uns jeder Wellelängenbereich in Spektrum eine andere Information unseres Objektes liefert. Dies wurde insbesondere an den Röntgenuntersuchungen des Nebels um η Car deutlich. Nur wenn wir das Wissen aus verschiedenen Wellenlängenbereichen kombinieren, können wir die Phänomene deuten und erklären. Von den wenigsten LBV-Nebeln gibt es bisher gute Untersuchungen über deren Röntgenemission. Doch sollte gerade eine Analyse des heißen Gases eine gute Möglichkeit liefern, Modelle der LBV-Nebelbildung zu testen, in denen ein Wind-Wind-Wechselwirkung angenommen wird. Aussagen über Röntgenemission können Einschränkungen auf die in diesen Modellen verwendeten Sternwinde-Beschreibungen machen, die heißes Gas in LBV-Nebel erzeugen sollten. Hier werden neue Detektoren und Satelliten wie der gerade gestartete Röntgensatellit *Chandra* (AXAF) oder der in naher Zukunft in Betrieb gehende XMM-Satellit neue Kenntnisse liefern. Die verbesserten Detektoren dieser Geräte und eine wesentlich erhöhte spektrale wie räumliche Auflösung werden gerade bei den kleinen LBV-Nebel Fortschritte bei der Untersuchung der Röntgenemission bringen können.

Auch wären Untersuchungen der LBV-Nebel im IR-Bereich von großer Wichtigkeit. Wie im Moment in Modellierungen für η Car gezeigt wird, sorgen die ungewöhnlichen Elementhäufigkeiten in LBV-Nebeln für eine sehr eigenartige Zusammensetzung des sich in den Nebel bildenden Staubes. Um diese Modelle der Staubbildung zu testen sind gute, insbesonderes spektroskopische IR-Untersuchungen nötig, die charakteritische Eigenschaften des Staubs detektieren können. Analysen der Zusammensetzung und Emission des Staubs wären auch ein Mittel, um das Modell der Entwicklungssequenz von LBV-Nebel zu testen, das hier vorgeschlagen wurde. Neue, empfindlichere Geräte wie ISAAC am VLT, oder das sich in der Planung befindende LUCIFER-Gerät, das am LBT stationiert sein wird und auch einen Lang-Spalt-Option habe wird, können in Zukunft verwendet werden, um auch die IR-Emission, bevorzugt vom Staub der LBV-Nebel, zu beobachten.

Bezogen auf die in diese Arbeit behandelten Objekte ist es zunächst wichtig, die bisher als Kandidaten eingestuften Objekte, so z.B. WRA 751 und S 119, als LBVs zu bestätigen oder auszuschließen. Dabei wird es insbesondere von Interesse sein, die hier als neue LBV-Kandidaten eingestufen Objekte Sk$-$69 279 und Sher 25 diesbezüglich weiter zu analysieren. Durch eine systematische und ausgedehnte Suche müssen weiter Eigenschaften und Parameter der LBVs gefunden werden, damit Objekte dieser Klasse schneller und eindeutig zugeordnet werden können. Da viele der LBV-Eigenschaften zeitabhängig sind, bedeutet dies, daß sogenannte Monitoring-Projekte immer wichtiger werden. Eine Suche nach LBV-Nebel, gerade bei den LBVs die weiter weg in anderen Galaxien liegen, kann vor allem mit dem VLT gut gemacht werden, wenn alle 4 Teleskope funktionstüchtig sind und Interferrometrie mit allen betrieben wird. Damit wird im K-Band eine Auflösung von etwa $0.003''$ erreicht werden. Für die Untersuchungen der LBVs z.B. in M31 würde dies eine Auflösung von 0.01 pc entsprechen – LBV-Nebel, deren Größen ja etwa zwischen 0.1 und 2 pc liegen, könnten damit leicht identifiziert und untersucht weren.

Von großer Interesse auch in Bezug auf die hydrodynamischen Modellierungen und Analysen von Instabilitäten in den LBV-*shells* wird es sein, die *Strings* besser zu verstehen. Es ist bisher völlig unklar, was die *Strings* darstellen und wie sie entstanden sind. Um mehr über die *Strings* herauszufinden, wurde von mir ein HST-Antrag für den *Space Telescope Imaging Spectrograph* (STIS) gestellt und genehmigt. Die Daten, die im Laufe des Jahe 2000 aufgenommen werden sollen, können Informationen über die Ionisationsstruktur und die Dichte der *Strings* liefern. Dadurch lassen sich Einschränkungen für die Modelle der *Strings* machen. Dabei kann ein Vergleich dieser Parameter mit denen in anderen Teilen des η Car-Nebels feststellen, ob die *Strings* ein außergewöhnlichen Bereich des Nebels darstellen oder sich ähnlich verhalten. Ebenso wäre es nötig festzustellen, ob die kleineren *string*-ähnlichen Strukturen, die im Nebel gefunden wurden und durch die schlechtere Auflösung der bodengebundenen Sepktroskopie-Daten nicht kinematisch analysierten werden konnten, ein ähnliches Verhalten zeigen wie die großen *Strings*.

Unser Verständnis über die Entwicklung der LBVs und die Entstehung ihrere Nebel ist immer noch unbefriedigend. Erst langsam gewinnen wir immer mehr und bessere Daten der Nebel, die Einschränkungen für die Modelle machen können. Ein Stück auf diesem Wege wurde in dieser Arbeit versucht darzustellen. Blickt man auf die hier analysierten Objekte, so zeigen sich einige Gemeinsamkeiten wie z.B. die Bipolarität. Näher betrachtet ist aber immer noch jeder LBV-Nebel eine Individuum – und nur wenn wir alle Charakteristika dieser Individuen kennen, können wir vielleicht die Klasse der **Leuchtkräftigen Blauen Veränderlichen** völlig verstehen.

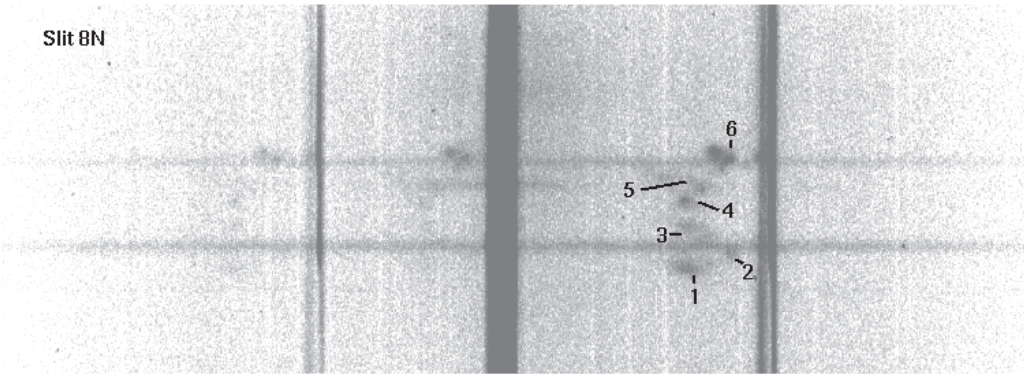
Anhang A

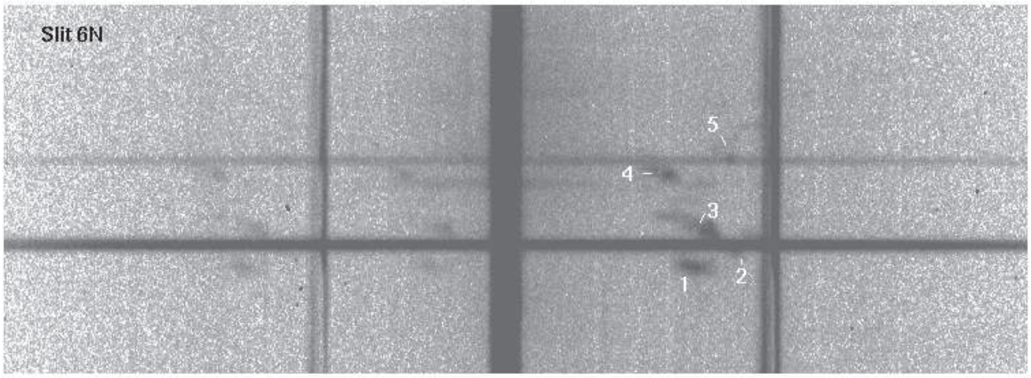
Der η Car-Katalog

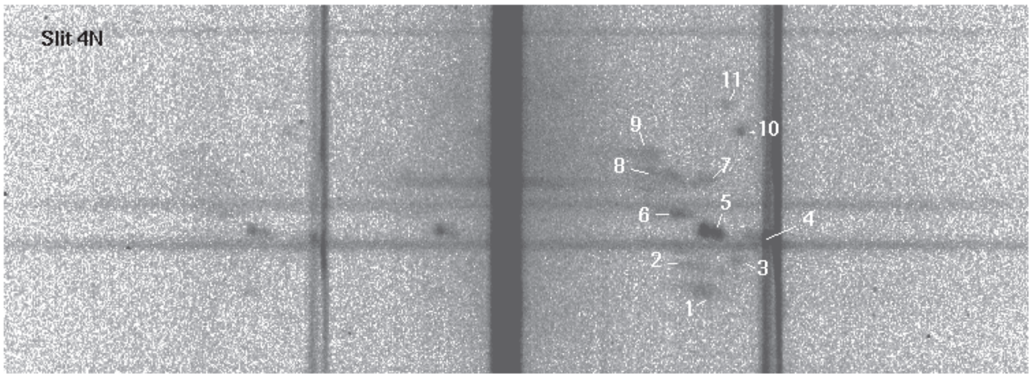
In diesem Anhang folgt ein Katalog, in dem die Messungen aus den Echelle-Spektren aller identifizierten Knoten aufgeführt sind. In diesem Katalog sind zuerst sämtliche Spektren abgebildet. Anschließend sind in Tabellen alle Radialgeschwindigkeiten der identifizierten Knoten angegeben, wobei jedem Spektrum eine Tabelle entspricht. Die Knoten-Nummern in den Tabellen entsprechen denen in den zugehörigen Spektren.

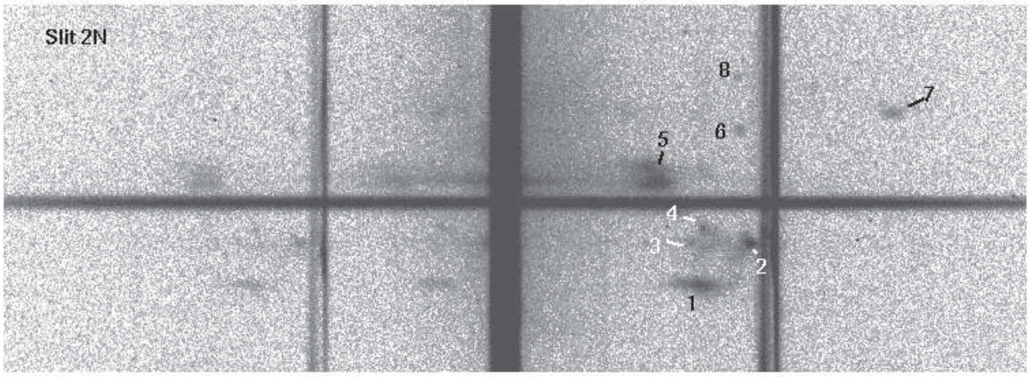
Alle Spektren wurden unter einem Positionswinkel von 132° aufgenommen, was in Abb. 4.15 dargestellt ist. Die Aufnahme *Spalt 0* wurde auf einen Referenzstern zentriert, der bei allen anderen Aufnahmen als *offset*-Position verwendet wurde. Der Stern wurde von Thé et al. (1980) als Stern # 66 identifiziert. Ausgehend von diesem Stern wurden die Spektren um jeweils $2''$ nach Süden verschoben, d.h. *Spalt 8S* entspricht einem Spalt der vom Referenzstern um $8''$ nach Süden versetzt wurde, *Spalt 40S* einem Splat der $40''$ verschoben wurde, usw. Vier Spektren wurden zusätzlich nach Norden verschoben, dies Spektren wurden entsprechend 2N, 4N, 6N und 8N genannt. Alle Echellogramme zeigen einen Bereich von 80Å der auf die H_α-Linie zentriert wurde. In einigen Abbildungen mußten für dieselbe Spaltposition zwei Echellogramme erstellelt werden, um alle Knoten einzutragen. Bei diesen Spektren ist das zweite Spektrum daher nicht auf die H_α-Linie zentriert sondern wurde geeignet in den roten Spketralbereich verschoben. Alle Spektren sind $90''$ hoch, die Mitte entspricht hier der auf den Spalt projizierten Position von η Car. Knoten oberhalb liegen im Nord-Westen des Nebels, Knoten unterhalb der Mitte im Süd-Osten des Nebels. Eine genaue Beschreibung der Spektren, ihrere Auswertung und der Konfiguration des Gerätes mit dem sie aufgenommen wurden, wurde in Kapitel 3 gegeben. Die Lage der Spaltpositionen wurde in Abb. 4.15 abgebildet.

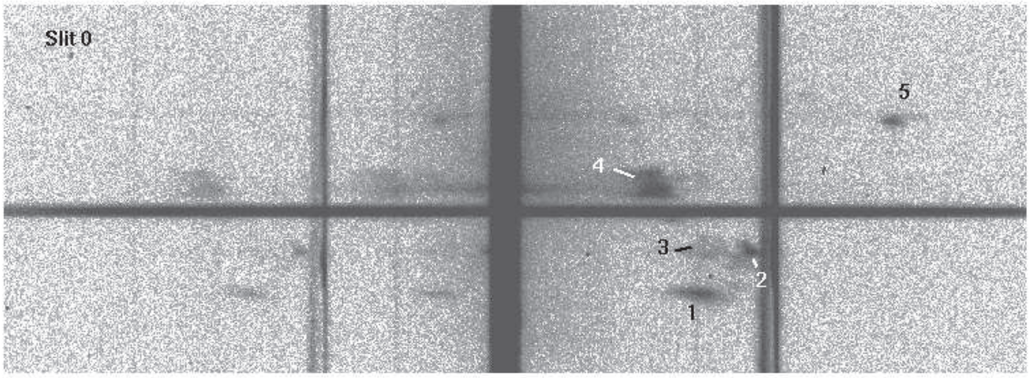
In den, den Spektren entsprechenden Tabellen werden die Radialgeschwindigkeiten jedes Knotens angegeben. Die erste Spalte in der Tabelle gibt dabei die Knotennummer an, die der im jeweiligen Spektrum entspricht. Die Position die für jeden Knoten gegeben wurde, ist die Position die in den Spektren gemessen wurde, und ist in Bezug auf die projizierte Position von η Car auf den Spalt definiert. Die Numerierung wurde in jedem Spektrum mit 1 begonnen, d.h., daß sich Knoten mit der gleichen Nummer in verschiedenen Spektren nicht notwendigerweise entsprechen. Negative Positionen geben Abstände in süd-östliche Richtung an, positive in nord-westliche. Da die Knoten eine sehr ausgedehnte Geschwindigkeitsbreite zeigten, wurden jeweils die minimale und die maximale Radialgeschwindigkeit gemessen und angegeben. Darüber hinaus wurden Geschwindigkeiten von lokalen Intensitätsmaxima in den Knoten gemessen, soweit vorhanden, und angegeben. Alle Geschwindigkeiten sind im LSR-System, die Fehler werden auf circa $4\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ geschätzt.

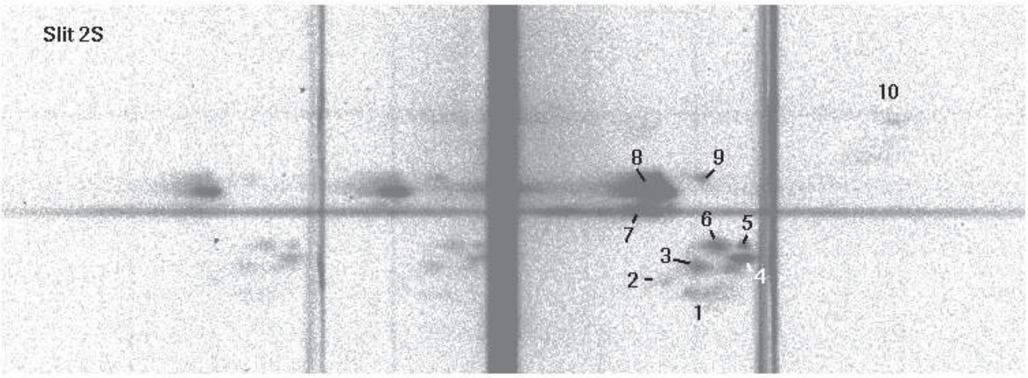

Slit 8N
6
5
4
3
2
1

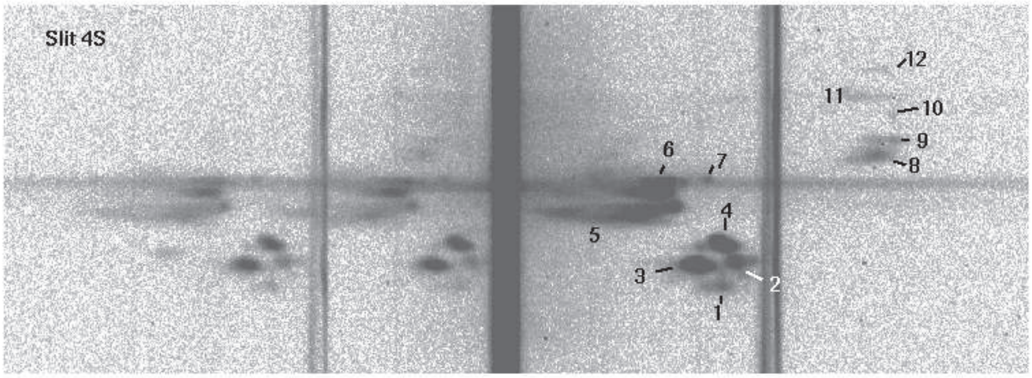

Slit 6N
5
4
3
1
2

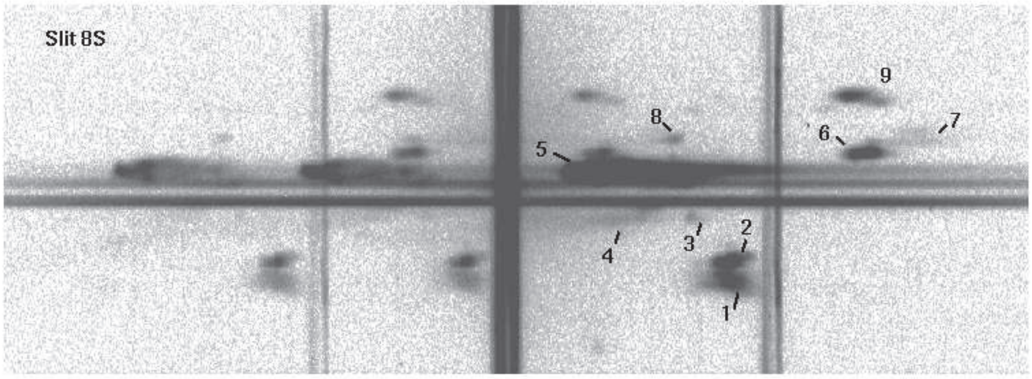

Slit 4N
11
9
10
8
7
5
6
4
2
3
1

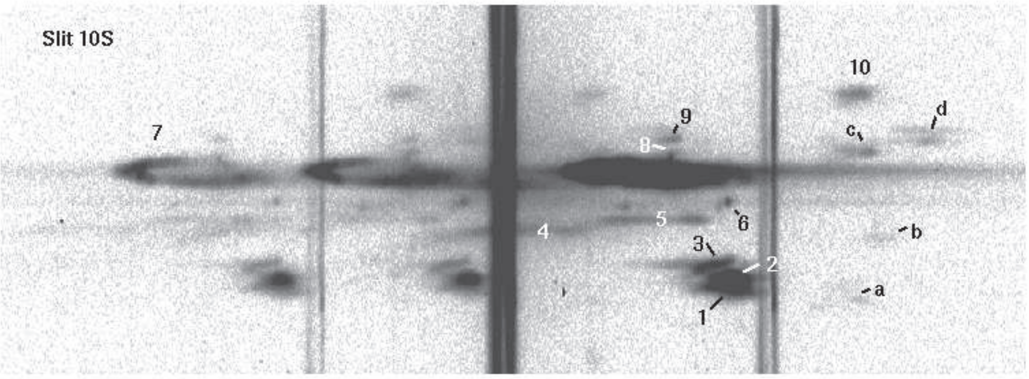

Slit 2N
8
7
6
5
4
3
2
1

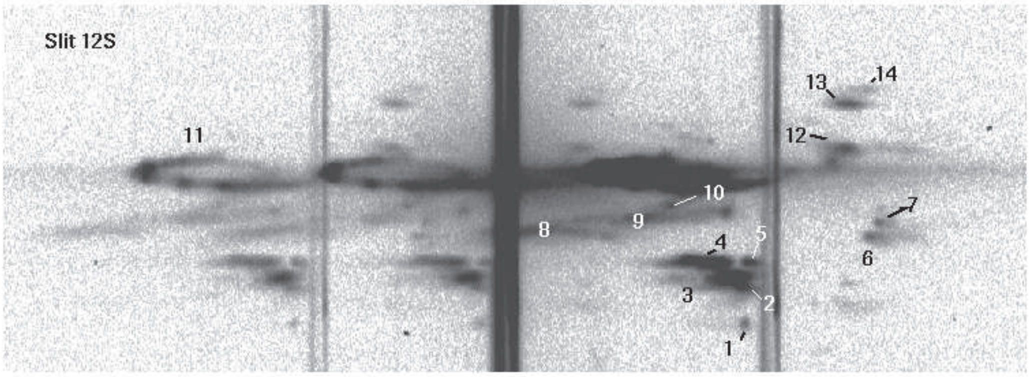

Slit 0
5
4
3
2
1

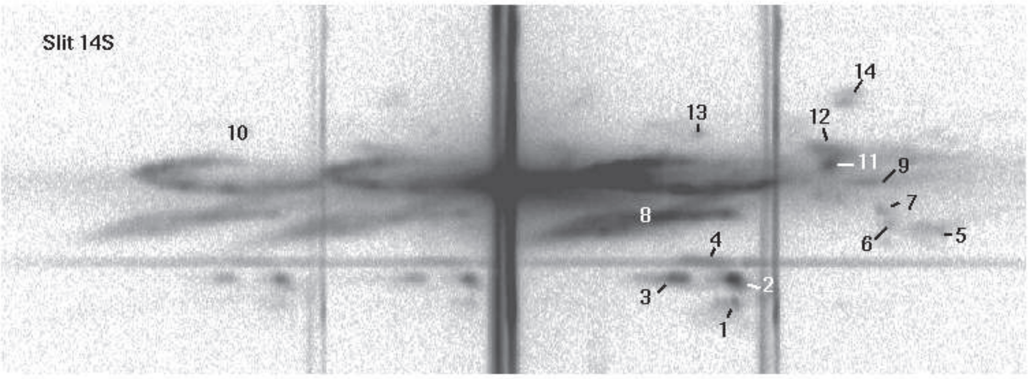

Slit 2S
10
8
9
7
6
5
3
2
4
1

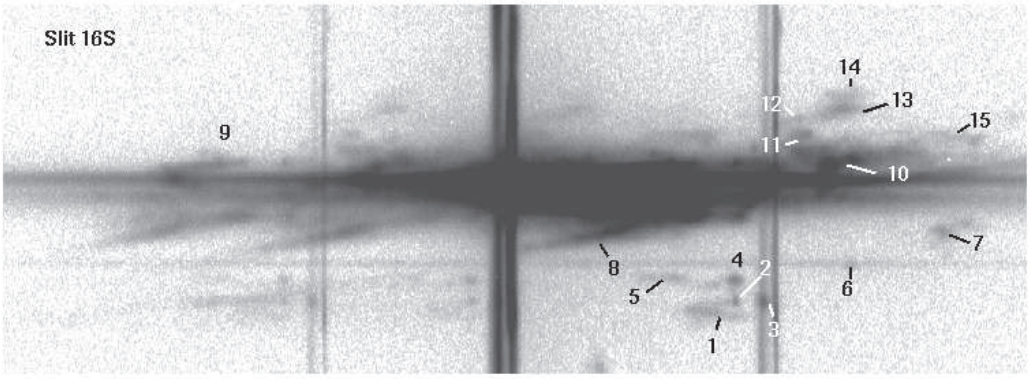

Slit 4S
12
11
10
9
8
6
7
4
5
3
2
1

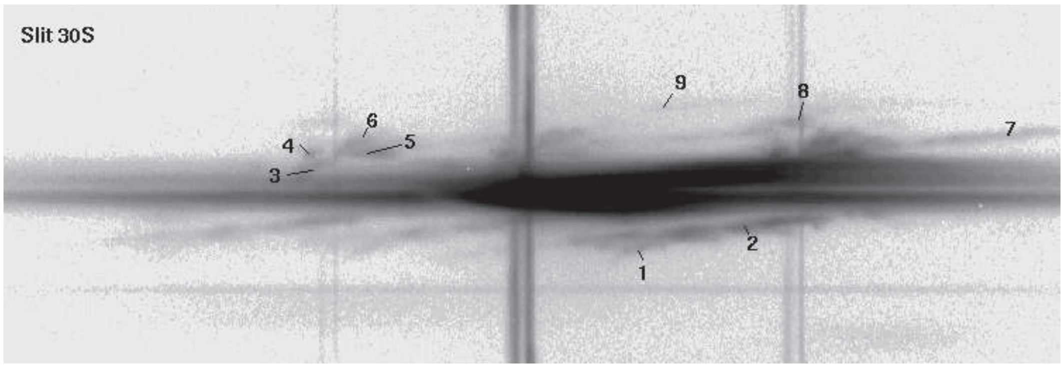

Slit 8S
9
8
7
6
5
2
3
4
1

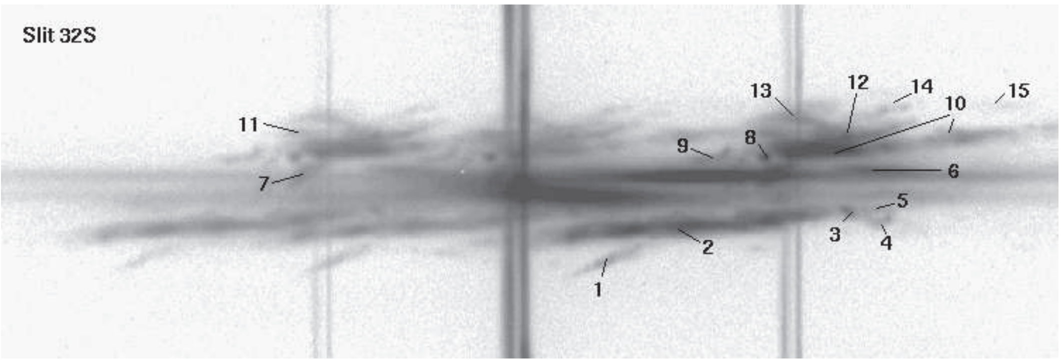

Slit 10S
10
d
9
c
7
8
6
5
4
b
3
2
a
1

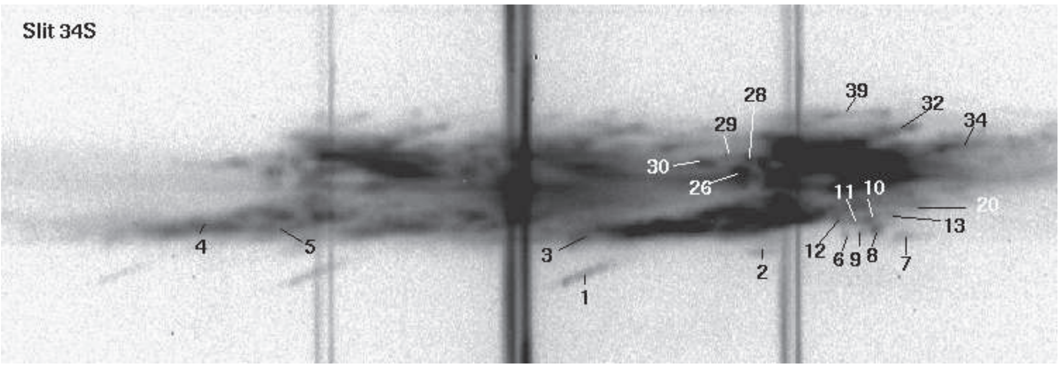

Slit 12S
11
13
14
12
10
9
8
7
4
5
6
3
2
1

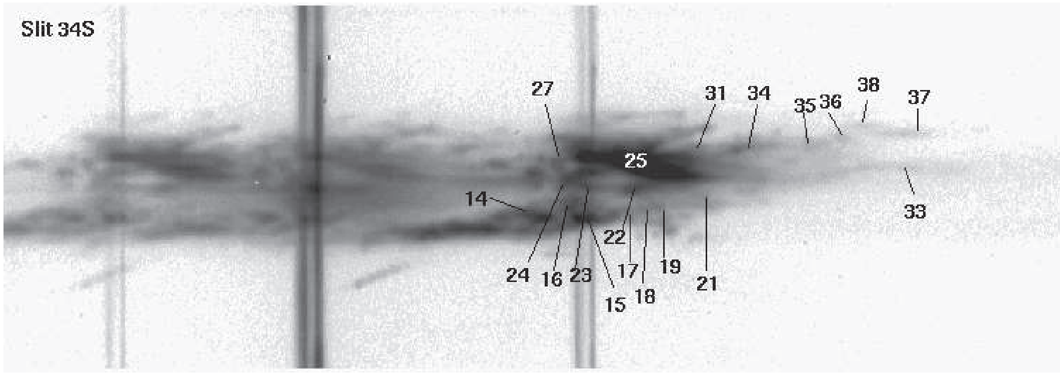

Slit 14S
14
13
12
10
11
9
7
8
6
5
4
3
2
1

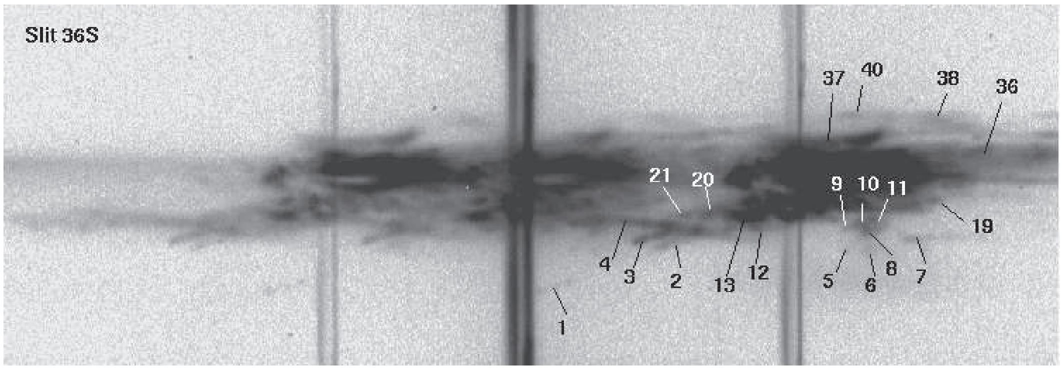

Slit 16S
14
12
13
15
9
11
10
7
8
4
2
6
5
3
1

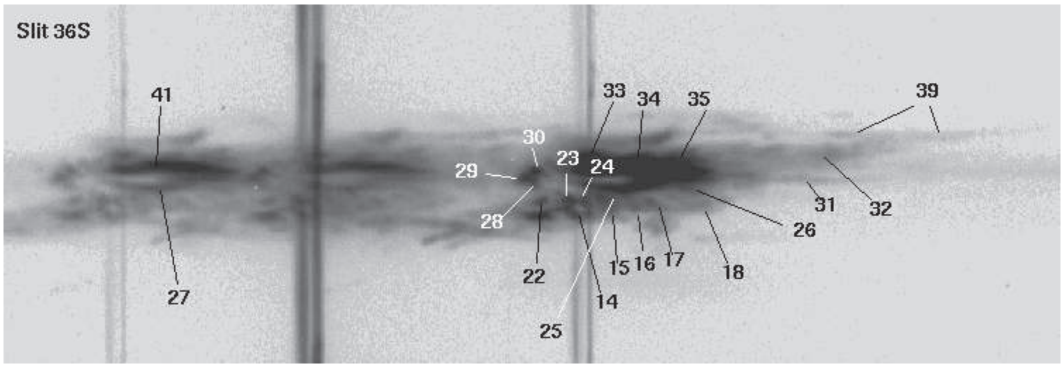

Slit 30S
9
8
6
4
5
7
3
2
1

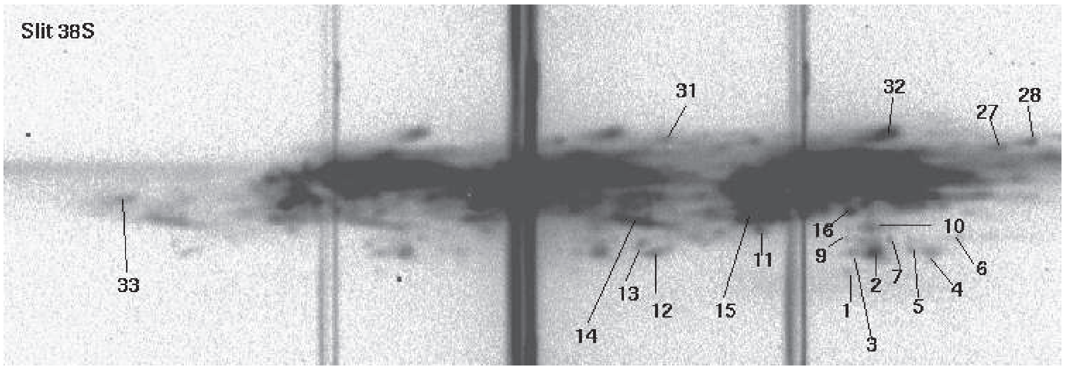

Slit 32S
13
12
14
10
15
11
9
8
7
6
5
3
4
2
1

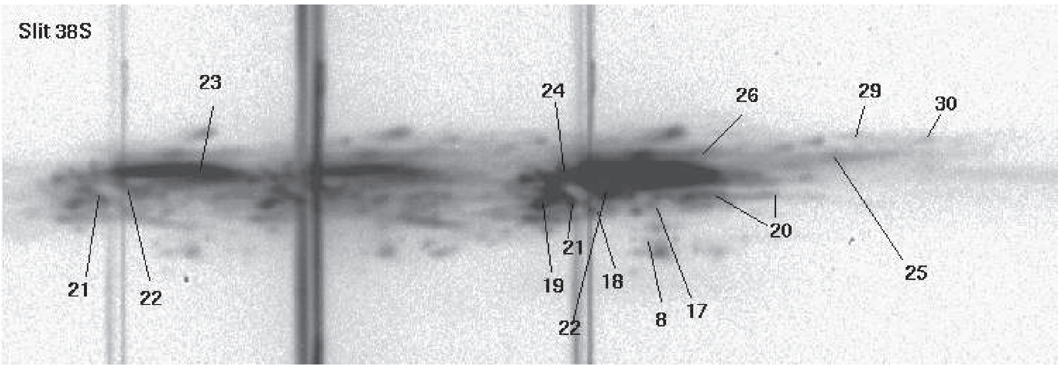

Slit 34S
28
39
32
29
34
30
26
11
10
20
13
4
5
3
12
6
9
8
7
2
1

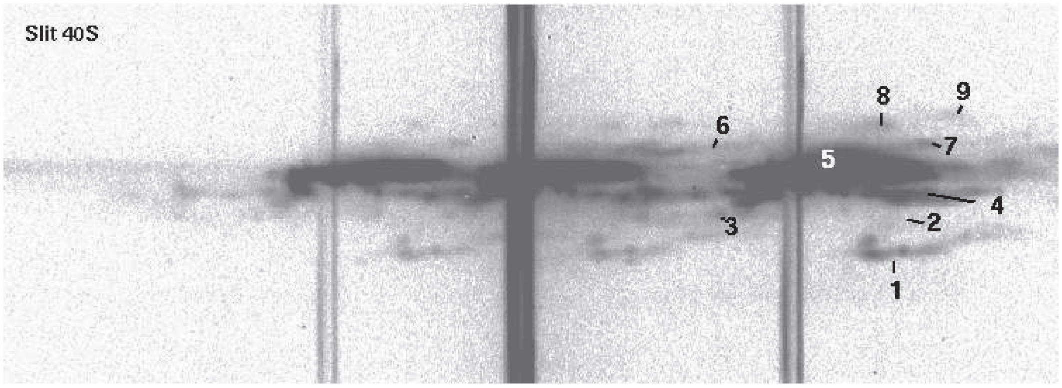

Slit 34S
27
31
34
35
36
38
37
25
14
33
22
24
16
23
17
19
18
21
15

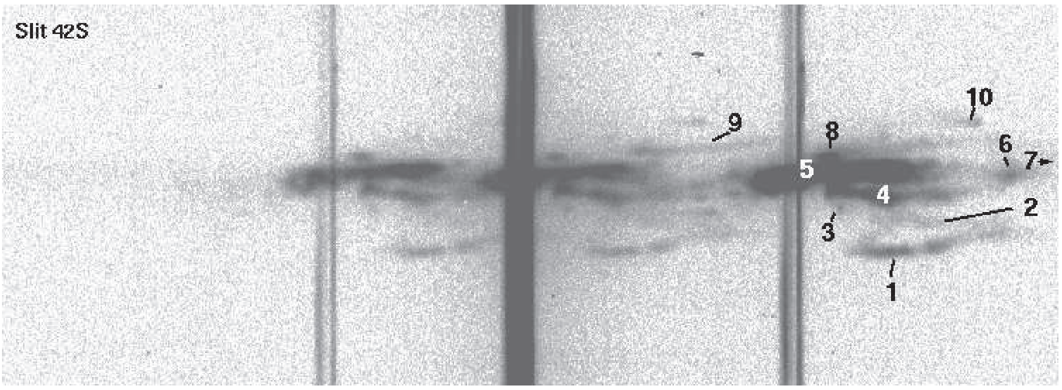

Slit 36S
37
40
38
36
21
20
9
10
11
19
4
3
2
13
12
5
6
8
7
1

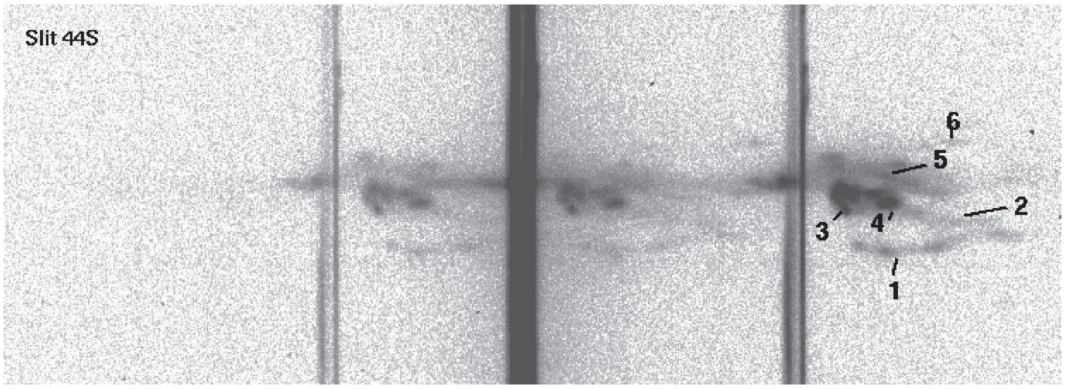

Slit 36S
41
33
34
35
39
30
29
23
24
31
32
28
26
22
15
16
17
18
27
14
25

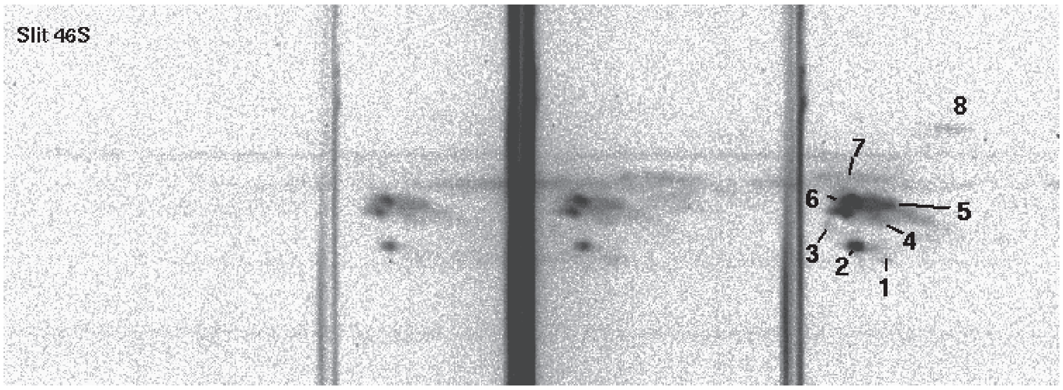

Slit 38S
31
32
28
27
16
10
9
11
6
7
2
4
13
12
15
5
1
33
14
3

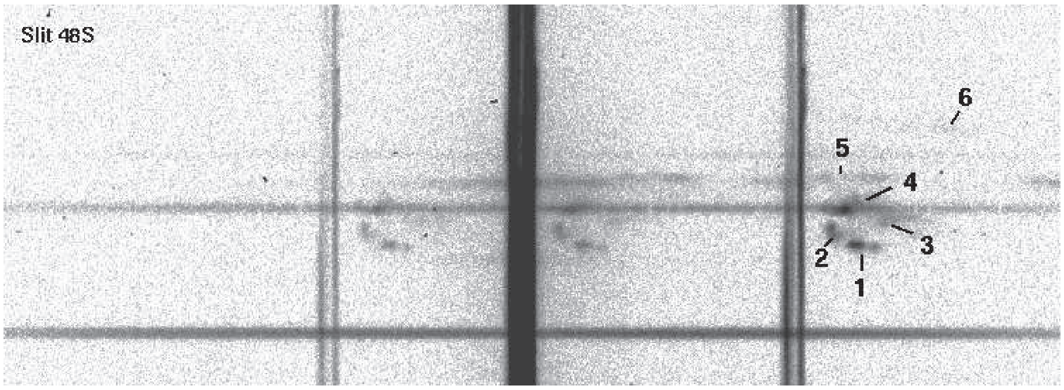

Slit 38S
23
24
26
29
30
20
21
25
18
19
21
22
17
8
22

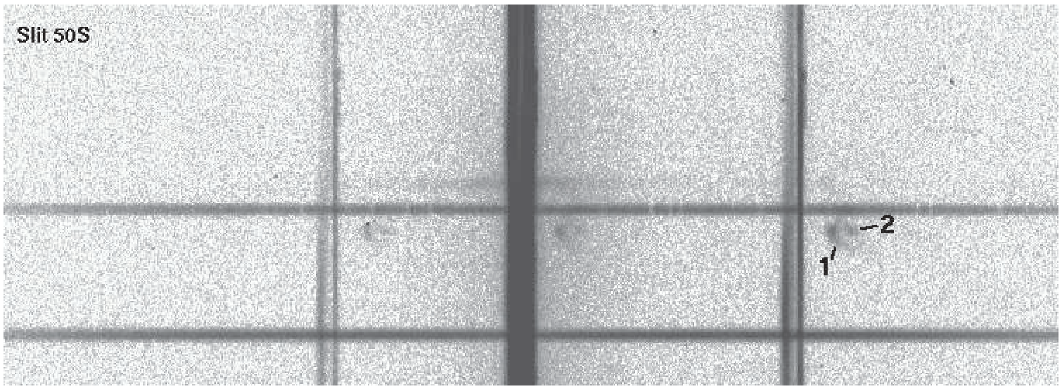

Slit 40S
8
9
6
7
5
4
3
2
1


Slit 42S
10
9
8
5
4
6
7
2
3
1


Slit 44S
6
5
2
3
4'
1


Slit 46S
8
7
6
5
4
3
2
1


Slit 48S
6
5
4
3
2
1


Slit 50S
2
1

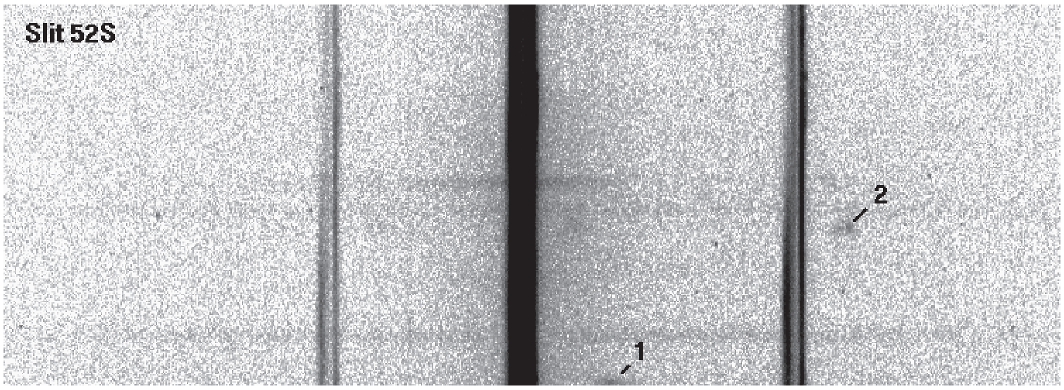

Slit 52S
2
1

Tabelle A.1: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 8N

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	−20.9	−16.7	−372.2	−230.2	−305.3
2	−16.9	−13.8	−171.8	−128.1	−154.6
3	−11.4	−6.9	−343.1	−215.6	−300.3
4	−4.8	−0.8	−339.4	−288.4	−314.4
5	−1.6	5.0	−485.2	−208.3	−317.1
6	3.9	11.6	−255.7	−128.1	−196.4

Tabelle A.2: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 6N

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	-21.4	−16.4	−361.3	−211.9	−297.6
2	−15.6	−15.6	−171.8	−95.4	−148.6
3	−11.9	−5.0	−437.8	−197.4	−247.9
4	1.3	8.7	−485.2	−248.4	−450.1 ,−390.0
5	8.5	12.2	−233.8	−139.1	−200.1

Tabelle A.3: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 4N

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	−27.2	−22.0	−350.4	−204.7	−273.9
2	−20.9	−17.2	−375.8	−190.1	−299.4
3	−18.5	−16.4	−168.2	−120.9	−154.1
4	−15.3	−9.3	−128.1	50.3	
5	−12.7	−7.4	−292.1	−175.5	−267.9, −227.0
6	−7.7	−4.0	−441.5	−299.4	−429.6, −357.7
7	0.0	4.5	−310.3	−215.6	−265.2
8	0.8	5.8	−503.4	−332.2	−456.5, −376.8
9	6.9	11.4	−496.1	−405.0	−460.6
10	13.0	15.6	−164.6	−109.9	−138.2
11	19.6	22.5	−204.7	−164.6	−193.3

Tabelle A.4: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 2N

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	−26.5	−21.7	−390.4	−146.3	−274.3
2	−17.7	−10.3	−153.6	−58.9	−102.6
3	−15.9	−11.9	−354.0	−175.5	−235.2
4	−12.2	−7.4	−273.9	−164.6	−266.6, −242.9
5	−1.3	7.7	−532.5	−361.3	−446.0, −262.5
6	13.2	15.3	−150.0	−106.3	−134.5
7	17.2	20.4	374.6	454.7	410.1
8	26.5	28.3	−153.6	−124.5	−142.7

Tabelle A.5: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 0

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	−28.3	−23.0	−401.3	−171.8	−274.8
2	−17.8	−12.2	−168.2	−58.9	−101.3
3	−16.9	−11.1	−346.7	−171.8	−244.3
4	−2.6	5.8	−568.9	−237.4	−449.2
5	15.3	18.5	371.0	494.8	410.6

Tabelle A.6: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 2S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	−27.5	−23.5	−332.2	−139.1	−250.6
2	−23.5	−21.2	−419.6	−357.7	−390.0
3	−21.2	−16.1	−343.1	−211.9	−277.5
4	−20.9	−12.7	−208.3	−62.6	−128.6
5	−15.1	−11.9	−135.4	−80.8	−112.7
6	−16.7	−11.1	−299.4	−150.0	−207.8
7	−6.9	−3.2	−791.2	−343.1	−763.8, −598.5, −460.6
8	−2.6	5.3	−721.9	−339.4	−520.7, −481.1, −451.9, −409.1
9	1.3	4.2	−284.8	−233.8	−259.8
10	15.6	18.0	389.2	476.6	419.7

Tabelle A.7: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 4S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von ["]	bis ["]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−25.7	−20.9	−292.1	−150.0	−198.8
2	−21.7	−15.9	−193.7	−66.2	−152.3
3	−22.0	−15.3	−441.5	−201.0	−284.3
4	−16.7	−13.3	−339.4	−124.5	−286.2, −197.4
5	−9.8	−2.4	−882.2	−303.0	−700.1, −486.5, −372.2
6	−2.4	5.3	−885.9	−317.6	−620.4, −493.3, −441.9, −395.4
7	2.6	2.6	−273.9	−230.2	−252.0
8	6.1	10.8	243.4	414.7	258.9, 258.9, 372.8
9	10.8	13.8	309.0	454.7	345.0, 414.7
10	17.5	19.1	392.8	425.6	406.0
11	21.4	24.9	214.3	396.4	274.0
12	28.6	30.4	319.9	392.8	338.6, 381.4

Tabelle A.8: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 6S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von ["]	bis ["]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−26.2	−19.3	−273.9	−99.0	−347.2, −269.3, −195.5, −169.1
2	−20.4	−15.6	−222.9	−69.9	−191.9, −164.1, −114.9
3	−20.6	−15.9	−386.8	−230.2	−284.8, −311.7
4	−15.3	−10.3	−292.1	−120.9	−267.9, −225.6, −185.1
5	−10.8	−4.2	−911.4	−364.9	−824.9, −545.7, −485.2
6	3.2	7.9	−765.7	21.2	−742.4, −649.6, −546.6, −380.0
7	6.1	10.8	217.9	400.1	256.6, 305.4
8	10.1	13.8	389.2	465.7	330.0, 433.8
9	19.0	20.6	134.2	192.4	159.7

Tabelle A.9: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 8S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]
1	−27.0	−20.1	−317.6	−55.3	−180.5, −176.4
2	−20.1	−13.2	−323.1	−66.2	−214.2, −174.2, −139.5
3	−8.7	−5.3	−335.8	−259.3	−314.8, −299.8
4	−11.4	−5.3	−751.1	−416.0	−941.0, −696.9, −513.9
5	−0.3	8.2	−787.5	46.7	−731.1, −653.2, −560.3, −411.4
6	7.1	12.2	214.3	425.6	−670.9, −620.8, −563.5
7	10.8	15.1	389.2	636.9	472.5
8	10.5	14.3	−448.7	−324.9	−410.9, −370.4
9	19.8	25.7	177.9	422.0	247.1, 289.0

Tabelle A.10: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 10S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]	[$\mathrm{km\,s^{-1}}$]
1	−28.0	−22.5	−313.9	−26.2	−112.7
2	−22.5	−19.3	−237.4	−18.8	−219.7, −151.4
3	−20.9	−15.1	−521.6	−88.1	−257.0, −166.8, −207.8
4	−12.7	−8.5	−1217.4	−663.7	−723.8
5	−8.5	−5.6	−638.2	−208.3	−518.4, −293.9
6	−4.8	−1.6	−201.0	−131.8	−200.6, −169.1
7	−1.1	9.0	−769.3	21.2	−655.5, −532.1, −431.4, −313.5
8	6.9	9.5	−386.8	−343.1	−372.2
9	11.1	15.3	−434.2	−328.5	−394.1, −358.1
10	20.1	25.9	203.3	389.2	284.0
21	−28.6	−24.9	199.7	360.0	199.7, 300.3
22	−14.8	−9.5	305.4	451.1	369.6
23	6.9	11.1	196.1	400.1	273.0, 333.6
24	10.1	16.4	422.0	676.9	435.6, 538.5

Tabelle A.11: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 12S

Knoten #	Position von ["]	bis ["]	v_{min} [km s^{-1}]	v_{max} [km s^{-1}]	Intensitätsmaxima [km s^{-1}]
1	−35.2	−31.5	−303.0	−80.8	−117.7
2	−25.9	−23.5	−164.6	−26.2	−132.2, −80.8
3	−23.5	−19.6	−401.3	−58.9	−352.7, −250.2, −163.2, −163.7
4	−20.1	−15.3	−503.4	−142.7	−318.0, −260.2, −203.3
5	−19.6	−16.7	−135.4	−58.9	−110.4, −84.4
6	−13.8	−10.3	298.1	494.8	324.5, 353.2, 432.0
7	−9.8	−6.6	338.2	440.2	357.8, 386.9
8	−13.2	−7.7	−1086.2	−532.5	−929.2, −751.5, −589.9
9	−9.8	−3.4	−751.1	−146.3	−845.8, −434.6, −185.1
10	−5.8	−2.9	−474.2	−284.8	−383.6
11	−2.1	8.7	−732.9	75.9	−642.3, −519.8, −370.4, −253.8
12	8.2	11.9	137.8	513.0	196.5, 243.9
13	16.9	22.5	148.8	367.3	248.4
14	22.4	25.9	196.1	378.2	223.4, 301.8

Tabelle A.12: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 14S

Knoten #	Position von ["]	bis ["]	v_{min} [km s^{-1}]	v_{max} [km s^{-1}]	Intensitätsmaxima [km s^{-1}]
1	−31.0	−25.9	−299.4	−91.7	−173.7, −148.2
2	−25.4	−19.6	−252.0	−62.6	−224.2, −152.3
3	−24.1	−19.6	−539.8	−211.9	−437.3, −351.3
4	−19.6	−15.9	−357.7	−22.5	−307.1, −231.1, −181.0, −99.9
5	−12.2	−7.7	465.7	673.3	501.7, 576.8
6	−10.4	−6.6	356.3	451.1	397.8
7	−6.3	−3.7	341.8	472.9	364.6
8	−13.8	−5.0	−904.1	−99.0	−607.7, −405.5, −307.6
9	−2.6	4.3	250.8	516.7	319.5
10	−2.1	8.2	−711.0	54.0	−623.6, −566.2, −504.3, −206.5 −150.9
11	4.2	7.9	148.8	243.4	187.4, 251.6
12	7.4	11.6	105.0	290.8	187.9
13	12.7	15.1	−313.9	−230.2	−359.0, −279.8
14	19.8	25.1	188.8	330.9	247.6

Tabelle A.13: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 16S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−31.7	−27.8	−332.2	−91.7	−249.3, −143.2
2	−28.8	−25.9	−215.6	−120.9	−145.5
3	−29.1	−25.1	−80.8	−15.2	−22.9
4	−25.1	−20.6	−262.9	−109.9	−149.1
5	−22.8	−19.8	−507.0	−295.7	−456.0, −362.2
6	−19.0	−17.2	243.4	305.4	265.3
7	−12.4	−7.7	534.9	753.5	590.4, 672.4
8	−15.6	−4.2	−907.8	−80.8	−734.2, −565.8, −309.4, −131.3
9	−3.4	8.2			
10	3.7	11.6	156.0	534.9	102.3, 184.2, 273.5
11	11.6	15.3	46.7	156.0	87.2
12	15.3	19.0	35.8	119.6	83.6
13	17.5	21.7	134.2	360.0	157.8, 222.9
14	21.7	24.9	174.2	352.8	246.6
15	10.1	14.3	534.9	757.1	706.6, 616.4

Tabelle A.14: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 30S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−20.1	−14.3	−667.3	−521.6	−646.8 −612.2 −562.6
2	−16.9	−6.3	−1064.4	105.0	−751.1, −719. , −601.3, −199.2
					−91.2, 44.9
3	0.5	6.9	−145.9	−36.6	−118.6, −72.1
4	6.6	10.8	−116.8	−36.6	−88.1, −51.7
5	6.9	9.8	36.2	211.1	5.2, 157.4, 70.4
6	6.9	14.3	−11.1	203.8	1.2, 113.7
7	9.0	15.1	156.0	953.8	75.9, 146.0, 434.2, 528.5
					773.5
8	14.0	17.2	−186.4	54.0	−121.3, −39.8, 16.7
9	18.3	21.7	−514.3	−131.8	−487.4, −362.2

Tabelle A.15: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 32S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	−25.4	−14.6	−809.4	−521.6	−781.2, −703.8, −644.1, −586.7
2	−17.2	−5.8	−1162.8	112.3	−767.0, −595.8, −390.4, −191.9
					−103.6
3	−9.8	−5.3	130.5	203.3	161.9
4	−11.9	−7.9	228.9	319.9	271.2, 300.3
5	−9.0	−5.8	210.6	319.9	227.9, 259.8, 302.2
6	−0.3	4.2	119.6	1066.8	259.8
7	−1.9	5.3	−160.9	−15.2	−102.2, −53.0
8	4.5	7.9	−146.3	−99.0	−120.4
9	4.2	9.0	−390.4	−237.4	−340.3, −259.3
10	5.3	16.4	−99.0	1008.5	−119.0, −21.6, 70.8, 148.8
					268.0, 554.0, 854.1, 926.5
11	11.1	14.0	−156.8	−40.2	−92.6
12	9.8	16.4	54.0	414.7	69.5, 111.8, 157.4, 213.
				269.8	322.2
13	12.7	18.0	−171.8	90.4	73.6
14	15.3	19.8	152.3	429.2	229.8, 281.7, 354.6
15	16.9	21.2	556.7	840.9	686.5

Tabelle A.16: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 34S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	−26.2	−18.0	−853.1	−630.9	−804.8 −762.0 −723.3, −689.6,
					−668.2, −641.3
2	−18.0	−15.6	−171.8	−80.8	−142.7
3	−15.6	−10.8	−798.5	−711.0	−777.5, −737.5
4	−14.3	−8.2	−681.9	−288.4	−564.4, −466.5, −366.3
5	−13.2	−8.2	−281.2	−44.3	−205.6, −115.4, −53.5
6	−13.8	−11.1	141.4	177.9	156.0
7	−15.6	−11.4	327.2	465.7	339.0, 445.2
8	−13.8	−9.5	243.4	301.8	259.4
9	−12.7	−10.6	203.3	236.2	212.5
10	−10.3	−7.1	217.9	283.5	245.2

Tabelle A.16: (Fortsetzg.) Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 34S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
11	−10.1	−7.4	166.9	210.6	184.2
12	−9.5	−6.9	105.0	156.0	129.2
13	−8.2	−5.8	294.4	341.8	301.3
14	−9.3	−4.8	−357.7	−113.6	−313.5, −188.7
15	−10.1	−5.3	−80.8	101.3	−52.1, −7.5
16	−6.6	−2.4	−135.4	−37.1	−79.4, −69.0
17	−6.9	−4.0	94.1	145.1	111.4
18	−6.6	−4.5	156.0	203.3	166.0
19	−6.3	−3.4	196.1	250.8	173.8, 225.7
20	−7.1	−2.1	261.7	513.0	385.1
21	−3.4	−0.8	345.4	400.1	377.8
22	−3.2	1.3	64.9	217.9	139.6
23	−1.6	4.2	−128.1	90.4	−100.4, −37.1
24	−1.6	5.0	−135.4	61.3	−102.2, −36.2
25	1.3	12.2	−200.6	−22.9	−200.6, −22.9, 82.2, 190.6, 304.4, 492.5
26	−1.1	5.3	−233.8	−164.6	−204.7
27	4.5	7.4	−146.3	−95.4	−124.5
28	5.6	8.5	−225.6	−150.0	−181.0
29	5.6	8.2	−281.2	−230.2	−252.5
30	4.0	7.4	−368.6	−277.5	−330.8
31	5.3	9.3	247.1	378.2	314.9
32	8.7	13.2	156.0	407.4	180.6, 263.0
33	0.3	6.1	760.8	1296.2	790.3, 886.4, 1082.7, 1231.1
34	7.4	13.0	443.8	680.6	491.6, 547.2, 603.2
35	8.2	13.0	713.4	826.3	729.8
36	10.8	13.5	822.7	895.5	845.0, 868.7
37	12.2	15.9	935.6	1365.5	1003.9, 1082.2
38	14.3	16.7	844.5	986.6	917.8
39	14.8	19.6	−102.6	323.6	−29.8, 86.8, 261.7, 294.4
40	16.4	19.6	662.4	993.9	

Tabelle A.17: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 36S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−29.4	−23.0	−995.2	−758.4	
2	−16.7	−12.4	−528.9	−383.2	−487.0, −401.8
3	−15.6	−11.1	−583.5	−441.5	−554.8, −479.7
4	−14.3	−7.4	−810.3	−160.9	−710.1, −467.8, −351.7, −159.1
5	−18.0	−15.6	137.8	174.2	154.2
6	−18.3	−14.8	203.3	261.7	236.6
7	−14.8	−10.8	352.8	542.2	373.2, 436.5, 511.7
8	−13.2	−10.1	203.3	279.9	222.5
9	−11.9	−9.5	145.1	174.2	156.9
10	−11.1	−8.5	177.9	214.3	207.5
11	−9.8	−7.9	228.9	283.5	246.6
12	−12.4	−9.5	−190.1	−120.9	−160.0
13	−9.5	−5.8	−277.5	−95.4	−165.9
14	−9.5	−5.3	−120.9	−15.2	−69.0
15	−9.5	−4.2	32.2	119.6	64.0
16	−7.1	−3.7	115.9	196.1	148.3
17	−6.6	−2.9	181.5	305.4	205.2
18	−7.1	−3.4	305.4	436.5	371.4
19	−4.8	−2.1	432.8	502.1	457.9
20	−9.3	−4.8	−354.0	−299.4	−327.2
21	−8.5	−5.8	−434.2	−372.2	−401.8
22	−5.3	−2.1	−215.6	−128.1	−173.7
23	−5.8	−1.3	−120.9	−40.7	−77.2
24	−5.6	−2.4	−45.2	6.7	−18.8
25	−5.3	−1.9	13.9	68.6	32.2, 87.7
26	−3.7	0.0	294.4	411.0	346.3
27	−2.6	3.2	−109.9	462.0	4.4, 187.0, 336.8
28	−1.3	1.3	−215.6	−168.2	−199.2
29	0.0	3.4	−262.9	−175.5	−230.6
30	1.9	5.3	−219.2	−142.7	−193.3

Tabelle A.17: (Fortsetzg.) Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 36S

Knoten #	Position von [″]	bis [″]	v_{min} [km s^{-1}]	v_{max} [km s^{-1}]	Intensitätsmaxima [km s^{-1}]
31	−0.5	2.9	611.4	1037.6	748.5, 874.6
32	4.2	10.6	742.5	942.9	756.2, 823.1, 912.8
33	5.8	9.5	−51.7	61.3	−11.6, 19.9
34	5.6	9.0	123.2	225.2	164.7
35	6.3	9.8	268.9	374.6	279.4 , 340.0
36	6.3	10.8	556.7	680.6	595.0
37	9.0	15.1	−142.7	349.1	47.6, 97.2, 186.1, 237.5
38	12.7	18.3	422.0	629.6	459.7, 547.2
39	10.1	15.6	819.0	1587.7	934.2
40	15.9	19.0	1733.4	1962.9	
41	0.5	6.9	−116.8	429.7	74.5, 192.4, 236.2, 329.5

Tabelle A.18: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 38S

Knoten #	Position von [″]	bis [″]	v_{min} [km s^{-1}]	v_{max} [km s^{-1}]	Intensitätsmaxima [km s^{-1}]
1	−23.3	−20.4	126.9	174.2	144.6
2	−19.3	−13.2	199.7	287.2	237.1
3	−17.7	−15.1	134.2	192.4	168.3
4	−19.8	−15.3	403.7	192.4	431.0
5	−17.2	−13.2	345.4	396.4	360.0
6	−14.8	−12.2	502.1	556.7	526.2
7	−15.1	−12.2	279.9	305.4	288.5
8	−15.1	−13.0	185.2	217.9	199.7
9	−14.3	−12.4	130.5	163.3	144.6
10	−12.2	−8.2	185.2	327.2	189.2, 222.9, 258.5
11	−12.4	−10.1	−179.2	−124.5	−157.3
12	−18.0	−15.1	−565.3	−456.0	−519.8
13	−16.4	−13.5	−590.8	−532.5	−566.2
14	−11.1	−5.6	−678.2	−412.3	−626.8, −573.0, −537.1
15	−9.3	−6.1	−252.0	−44.3	−223.3, −183.2, −124.5, −70.3

Tabelle A.18: (Fortsetzg.) Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 38S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
16	−8.2	−5.0	126.9	181.5	153.3
17	−5.8	−3.4	188.8	232.5	209.8
18	−8.5	−5.0	−18.8	105.0	64.9
19	−6.9	−2.9	−201.0	−113.6	−172.3, −118.1
20	−6.6	−1.3	283.5	658.7	330.9, 388.7, 450.2, 515.3
21	−5.6	0.5	−186.4	−40.7	−154.6, −84.9
22	−4.2	1.1	−55.3	115.9	−5.2, 32.6, 69.5
23	−1.9	6.1	−248.4	607.7	−125.4, −230.6, 89.5, 194.3
24	0.0	6.3	−124.5	−69.9	−103.1
25	3.2	9.3	604.1	1085.0	696.5, 841.3, 1160.1
26	6.1	10.3	141.4	513.0	176.0, 276.2, 340.0
27	7.9	10.8	629.6	706.1	665.6
28	9.5	13.2	735.2	808.1	744.8, 779.4
29	10.8	14.0	826.3	1088.6	906.5, 1035.3
30	9.8	13.5	1055.8	1197.9	1129.6, 1162.4
31	10.1	12.7	−517.9	−448.7	−504.7, −476.5
32	10.3	15.6	152.3	338.2	216.6, 279.0
33	−27.8	−6.6	−881.8	−670.5	

Tabelle A.19: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 40S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	−19.6	−9.5	152.3	811.7	241.2, 302.2, 351.3, 437.4
2	−12.7	−7.4	258.0	502.1	
3	−9.8	−6.3	−202.8	−244.7	−281.2
4	−7.7	0.3	−222.9	713.4	−134.5, −109.9, 105.9, 154.6
					246.6, 330.9, 402.4
5	−0.8	7.4	−241.1	866.4	−91.2, 117.3, 225.2, 323.1
6	5.3	9.5	1049.0	1526.2	
7	6.9	10.8	392.8	487.5	423.3
8	11.4	15.3	170.6	363.7	222.5, 286.2
9	13.0	17.5	472.9	618.7	527.1

Tabelle A.20: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 42S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−19.3	−10.3	148.8	840.9	291.7, 467.0, 625.1
2	−11.9	−7.4	239.8	724.3	346.3, 436.0
3	−8.7	−5.6	119.6	163.3	135.5
4	−7.1	−1.6	79.5	622.3	112.8, 152.8, 269.4, 457.4
5	−4.8	5.3	−197.4	582.2	−145.0, −76.7, 23.5, 254.8
6	−2.6	4.8	622.3	870.0	721.1
7	−4.0	2.4	891.9	1343.6	
8	3.7	7.7	43.1	141.4	98.2
9	5.0	10.6	1016.2	1537.2	1042.2, 1123.7, 1625.9
10	12.2	15.9	494.8	636.9	527.1, 597.2

Tabelle A.21: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 44S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−19.3	−11.6	159.7	771.7	187.0, 277.2, 458.8, 674.7
2	−11.6	−4.2	250.8	702.4	282.2, 347.3
3	−9.5	−0.8	83.1	207.0	130.5, 182.4
4	−5.6	−1.6	207.0	327.2	241.2
5	−3.2	7.4	−222.9	531.2	−57.1, 124.2, 187.0, 292.2
6	7.1	10.1	1416.9	1493.4	1442.4

Tabelle A.22: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 46S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−20.6	−18.0	250.8	323.6	195.2, 284.4
2	−18.5	−13.0	123.2	305.4	188.3, 251.6
3	−13.0	−9.5	75.9	119.6	90.9
4	−12.2	−7.9	214.3	327.2	253.0, 346.3, 400.1
5	−11.1	−3.2	97.7	472.9	161.9, 241.2
6	−10.3	−6.3	61.3	199.7	150.5
7	−2.4	1.6	827.7	1549.0	1079.5
8	10.3	13.0	469.3	593.2	508.5

Tabelle A.23: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 48S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−18.0	−13.8	152.3	283.5	185.2, 249.4
2	−17.2	−10.1	75.9	185.2	104.5, 258.5, 293.5
3	−12.2	−8.7	258.0	414.7	283.5, 355.9
4	−10.1	−4.0	72.2	298.1	148.8, 203.3
5	−2.6	1.1	761.7	1264.8	872.8, 1181.1, 1029.9
6	10.3	12.7	458.4	575.0	507.6

Tabelle A.24: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 50S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−17.5	−9.8	86.8	185.2	109.5
2	−14.3	−10.6	152.3	217.9	165.1

Tabelle A.25: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten in Spalt 52S

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]
1	−49.5	−47.4	233.9	339.5	278.0
2	−13.8	−9.5	108.7	199.7	115.9, 158.3

Mein Dank gilt....

Ich möchte mich an dieser Stelle bei all den Menschen bedanken, die mir in den Jahren dieser Arbeit beistanden und in ihrer persönlichen Weise zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

• Ein großer Dank gilt meinem Doktorvater *Wolfgang Duschl*. Aus meiner Sicht hat er es immer geschafft, genau das zu sein, was dieser Titel ausdrückt, er war und ist mir ein Doktorvater. Ich danke ihm dafür, daß er immer wieder eine freie Minute fand, etwas zu diskutieren, zu erklären oder einfach nur da zu helfen wo, es nötig war. Gleichzeitig schaffte er es aber auch, immer eine sehr angenehme, familiäre Atmosphäre aufzubauen, so daß das Leben und Arbeiten mit ihm immer viel Spaß und Freude gemacht hat!
• Ein Dank aus meinem Herzen, geht an einen mir wertvollen Menschen – an meinen Mann *Dominik Bomans*. Ich danke ihm dafür, daß er mir in all der Zeit privat wie auch wissenschaftlich immer sehr nahe stand und mit mir gemeinsam dem Traum folgt.
• Ich danke meinem Zweitgutachter, *Herrn Prof. Bernhard Wolf*, für sein stetiges Interessen in den ganzen Jahren an meiner Arbeit und dafür, daß er sich zur Begutachtung bereiterklärt hat.
• Special thanks goes to *Prof. You-Hua Chu* for showing me the way to go and her strong faith in me.
• Ein besonderer Dank gilt meinem längjährigen Zimmer- und Leidensgenossen *Richard Auer*. Ohne seine unermüdlichen Späße und Streiche wären diese Jahre nie so lustig gewesen, wie sie es waren. Ich habe es von Herzen immer wieder genossen und es hat mich immer gefreut, in ihm auch einen Freund zu haben.
• Ich danke *Michael Biermann* für immer gute Unterhaltung, unzählige Späße und seine gezielten Anspielungen! Desweiteren danke ich ihm dafür, daß er einen erheblichen Beitrag dazu geleistet hast, mir das Kulturgut des Ruhrgebietes näher zubringen.
• Unvergessen, wenn auch schon in der großen weiten Welt, geht auch ein Dank an *Thomas Beckert*, der den Kampf des Theoretikers gegen den Beobachter mit mir immer focht. Es hat immer Spaß gemacht und brachte oft interessante Sichtweisen, in Diskussionen mit ihm einmal die Arbeitswelt des anderen zu sehen.
• Wenn er auch seine rote Jeans und die Turnschuhe gegen den feinen Anzug eines Bankers eingetauscht hat, so sei an dieser Stelle auch *Zeno Jauch* für viele gute Unterhaltungen, Diskussionen und Grappa-Tips gedankt.
• Ich Danke *Rainer Kuerschner* dafür, das er immer wieder auf meine Linux-

Sonderwünsche eingegangen ist, die Computer immer am Laufen hielt, und sich sogar um Datenauswertungssoftware gekümmert hat. Besonders danke ich ihm aber dafür, daß er es geschafft hat, in der kritischen Zusammenschreib-Phase meinen Laptop wieder aus dem Koma zu erwecken!
• Es soll an dieser Stelle auch ein Dank an unsere Neulinge *Klaus-Michael Aye* und *Christian Straka* gehen, die bisher noch nicht lange das Vergnügen mit mir hatten, und umgekehrt. Es freut mich, das die Familie wächst und gute Diskussionen und nette Späße durch sie die Gruppe weiter beleben.
• Ein Dank gilt weiter allen *Mitgliedern des ITA* und seinem Direktor *Prof. Werner Tscharnuter*, die durch Diskussionen, stetige Unterstützung, gute Unterhaltungen und ihre Persönlichkeit immer für eine gute Arbeitsatmosphäre gesorgt haben, so daß ich mich hier immer sehr wohl gefühlt habe.
• Ich bedanke mich bei *Sonderforschungsbereich 359* und beim *Max-Planck-Institut für Radioastronomie*, Bonn, für die Finanzierung von Teilen dieser Arbeit.
• I like to thank *Prof. Kris Davidson* and *Prof. Roberta Humphreys* for their strong interest in my work, their always present support and their enlightening discussions on η Carinae.
• Ein Dank geht auch an all die Kollegen, die mir durch Diskussionen und Erklärungen weitergeholfen haben und unermüdlich meine Fragen beantworteten. Ein spezieller Dank in diese Hinsicht geht an *Prof. Norbert Langer* und *Dr. Mordecai-Mark Mac Low*.
• Ich danke auch allen *Eichhörnchen* am ITA, die immer für Belustigungen sorgten und dafür gesorgt haben, daß ein kleines Schmunzeln sich über meinen Mund legte und der Arbeitsstress für kurze Zeit unterbrochen wurde.
• Die letzten werden die ersten sein, in diesem Sinne danke ich am Schluß den Menschen, die mir diesen Traum erst ermöglicht haben. Ich danke meinen Eltern *Monika* und *Josef Weis*, daß sie immer für mich da waren und mich in all meinen Vorhaben unterstützt haben.

Literaturverzeichnis

Appenzeller I., 1986, in IAU Symp. 116, *Luminous Stars and Associations in Galaxies*, ed. C.W.H. de Loore, A.J. Willis and P. Laskerides, Dordrecht, Reidel, Holland, S. 139

Appenzeller I., 1989, in IAU Collq. 113, *Physics of Luminous Blue Variables*, ed. K. Davidson, A. Moffat, H. Lamers, Kluwer, Dordrecht, Holland, S. 195

Barlow M.J., Drew J.E., Meaburn J., Massey R.M., 1994, MNRAS 268, L29

Bath G.T., 1979, Natur 282, 274

Becker R.H., Boldt E.A., Holt S.S., et al., 1976, ApJ 209, L65

Bernasconi P., Maeder A., 1996, A&A 307, 829

Bethe H.A., 1939, Physical Review 55, 434

Bjorkman J.E., Cassinelli J.P, 1993, ApJ 409, 429

Bohannan B., 1997, in *Luminous Blue Variables: massive stars in transition*, ASP Conf. Ser. 120, Hrsg.: Nota A., Lamers H.J.G.L.M., S. 3

Bohannan B.,Walborn N.R., 1989, PASP 101, 520

Borgwald J.M., Friedlander M.W., 1993, ApJ 408, 230

Brandner W., Grebel E.K., Chu Y.-H., Weis K., 1997, ApJL 475, 45

Bunner A.N., 1978, ApJ 220, 261

Carlson E.D., Henize K.G., 1979, Vistas in Astron. 23, 213

Castor J.I., Abbott D.C., Klein R.I., 1975a, ApJ 195, 157

Castor J.I., McCray R., Weaver R., 1975b, ApJ 200, L107

Castor J.I., Lutz J.H., Seaton M.J., 1981, MNRAS 194, 547

Chiosi C., Maeder A., 1986, ARA&A 24, 329

Chlebowski T., Seward F.D., Swank J., Szymkowiak A., 1984, ApJ 281, 665

Chu Y.-H., Cassinelli J.P., Wolfire M.G., 1984, ApJ 283, 560

Chu Y.-H., Weis K., Garnett D.R., 1999, AJ 117, 1433

Clayton C., 1986, MNRAS 219, 895

Conti P.S., 1984, in IAU Symp. 105, *Observational Tests of Stellar Evolution Theory*, Hrsg.: Maeder A., Renzini A., Kluwer, Dordrecht, Holland, S. 233

Conti P.S., 1988, in *O-stars and WR Stars*, NASA SP-497, Hrsg.: Conti P.S., Underhill A.B., S. 81

Corcoran M.F., Swank J., Rawley G., et al., 1994, AIP Conf.Ser. 313, 159

Corcoran M.F., Rawley G.L., Swank J.H., Petre R., 1995, ApJ 445, L121

Corcoran M.F., Rawley G.L., Swank J.H., Petre R., Schmitt J.H.M.M., 1996, MPE-Report 263, 25

Corcoran M.F., Ishibashi K., Swank J.H., et al., 1997, Nature 390, 587

Corcoran M.F., Petre R., Swank J.H., et al., 1998, ApJ 494, 381

Crowther P.A., Smith L.J., 1997, A&A 320, 500

Cudworth K.M., Martin S.C., DeGioia-Eastwood K., 1993, AJ 105, 1822

Currie D.G., Dowling D.M., Shaya E.J., et al. 1996, AJ 112, 1115

Currie D.G., Dowling D.M., 1999, in *Eta Carinae at the Millennium*, ASP Conf. Ser. 179, Hrsg.: Morse J.A., Humphreys R.M., Damineli A.,S. 72

Damineli A., 1996, ApJ 460, L49

Damineli A., Conti P.S., Lopes D.F., 1997, New Astronomy 2, 107

Davidson K., 1987, ApJ 317, 760

Davidson K., 1989, in IAU Coll. 113 *Physics of Luminous Blue Variables*, Hrsg.: Davidson K., Moffat A.F.J., Lamers H.J.G.L.M., Dordrecht, Kluwer, S. 127

Davidson K., Humphreys R.M., 1997, ARA&A 35, 1

Deharveng L., Maucherat M., 1975, A&A 41, 27

de Groot M., 1988, Irish Astron. J. 18, 163

de Jager C., 1980, in *The Brightest Stars* (Dordrecht, Reidel)

de Jager C., 1984, A&A 138, 246

de Jager C., Nieuwenhuijzen H., van der Hucht K.A., 1988, A&AS 72, 259

de Winter D., Pérez M.R., Hu J.Y., Thé P.S., 1992, A&A 257, 632

Dickel H.R., 1974, A&A 31, 11

Dickel H.R., Wall J.V., 1974, A&A 31, 5

Driessen L., Roy J.-R., Robert C., 1997, ApJ 474, L35

Duschl W.J., Hofmann K.-H., Rigaut F., Weigelt G., 1995, RevMexAA SdC 2, 17

Feinstein A., 1995, RevMex SdC 2, 57

Feitzinger J.V., Schlosser W., Schmidt-Kaler Th., Winkler C., 1980, A&A 84, 50

Figer D.F., Mc Lean I.S., Morris M., 1995, ApJL 447, 29

Figer D.F.,Najarro, F.,Morris M., Mc Lean I.S., Geballe T.R., Ghez A.M., Langer N., 1998, ApJ 506, 384

Forman W., Jones C., Cominsky L., et al., 1978, ApJS 38, 357

Frank A., 1999, NewAstron. Reviews, 43, 31

Frank A., Ryu D., Davidson K., 1998, ApJ 500, 291

Gail H.-P., Duschl W.J., Tscharnuter W.M., Weis K., 1999, in Vorbereitung

García-Lario P., Riera A., Manchado A., 1998, A&A 334, 1007
García-Segura G., Mac Low M.-M., Langer N., 1996a, A&A 305, 229
García-Segura G., Langer N., Mac Low M.-M., 1996b, A&A 316, 133
Gaviola E., 1946, Revista Astronomica 18, 252
Gaviola E., 1950, ApJ 111, 408
Gehrz R. D., Smith N., Krautter J., in *Eta Carinae at the Millennium*, ASP Conf. 179, Hrsg.: Morse J.A., Humphreys R.M., Damineli A., S. 20
Ghosh S.K., Iyengar K.V.K., Rengarajan T.N., Tandon S.N., Verma R.P., Daniel R.R., 1988, ApJ 330, 928
Glatzel W., Kiriakidis M., 1993, MNRAS 263, 375
Glatzel W., Kiriakidis M., Fricke K.L, 1993, MNRAS 262, L7
Goodrich R.W., Stringfellow G.S., Penrod G.D., Filippenko A., 1989, ApJ 342, 908
Gratton L., 1963, in *Star Evolution*, Hrsg.: Gratton L., New York Academic Press, S. 297
Harrington J.P., Borkowki K.J., 1994, BAAS 26, 1469
Harrington J.P., Borkowki K.J., 1995, Press Release STScI-PRC95-01
Harvey P.M., Hoffmann W.F., Campcell M.F., 1979, ApJ 227, 114
Heger A., 1998, Dissertation, Technische Universität München
Herschel J.F.W., 1847, Results of Astronomical Observations Made During the Years 1834-1888 at the Cape of Good Hope, London, 32
Hill R.W., Burginyon G., Grader R.J., et al., 1972, ApJ 171, 519
Hoffleit D., 1933, Harvard Bull. No. 893, 11
Hu J.Y., de Winter D., Thé P.S., Pérez M.R., 1990, A&A 227, L17
Humphreys R.M., 1978, ApJS 38, 309
Humphreys R.M., 1979, ApJS 39, 389
Humphreys R.M., Davidson K., 1979, ApJ 232, 409
Humphreys R.M., Davidson K., 1984, Science, 223, 243
Humphreys R.M., Davidson K., 1994, PASP 106, 1025
Humphreys R.M., Davidson K., Smith N., 1999, preprint (Dept.Astron., Univ.Minn., Contr. 99-320)
Hutsemékers D., Van Drom E., 1991a, A&A 251, 620
Hutsemékers D., Van Drom E., 1991b, A&A 248, 141
Ignace R., Cassinelli J.P., Bjorkman J.E., 1996, ApJ 459, 671
Innes R.T.A, 1903, Cape Ann., 9, 75B
Kiriakidis M., Fricke K.J., Glatzel W., 1993, MNRAS 264, 50
Koyama K., Ikuko A., Ushimaru N., Yamauchi S., Corbet R.H.D., 1990, ApJ 362, 215
Kudritzki R.P., 1996, in *WR Stars in the framework of stellar evolution*

33 Liege In. Astrophy. Colloqium

Kudritzki R.P., 1999, in Proc. IAU Collq. No. 169, *Variable and Non-spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, Hrsg.: Wolf B., Stahl O., Fullerton A.W., Lecture Notes in Physics, Springer, S. 405

Kudritzki R.P., Pauldrach A., Puls J., 1987, A&A 173, 293

Kudritzki R.P., Pauldrach A.W.A., Puls J., Abbott D.C., 1989, A&A 219, 205

Kudritzki R.P., Lennon D.J., Haser S.M., Puls J., Pauldrach A.W.A., Venn K., Voels S.A., 1996, in *Science with the Hubble Space Telescope II*, Hrsg.: Benvenuti P. et al., S. 285

Langer N., 1989, A&A, 220, 35

Langer N., 1997, in *Luminous Blue Variables: massive stars in transition*, ASP Conf. Ser. 120, Hrsg.: Nota A., Lamers H.J.G.L.M., S. 83

Langer N., Hamann W.-R., Lennon M., Najarro F., Pauldrach A.W.A., Puls J., 1994, A&A 290, 819

Mac Low M.-M., 1999, in Proc. IAU Collq. No. 169, *Variable and Non-spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, Hrsg.: Wolf B., Stahl O., Fullerton A.W., Lecture Notes in Physics, Springer, S. 391

Maeder A., 1990, in STScI Symp. Series 5, *Massive Stars in Starbursts*, S. 97

Maeder A., 1992, A&A 264, 105

Maeder A., Meynet G., 1987, A&A 182, 243

Maeder A., Conti P.S., 1994, ARA&A 32, 227

Malin D., 1987, Sky & Telescope, January Issue

Massey P., Johnson J., 1993, AJ 105, 980

Meaburn J., 1994, Ap&SS 216, 241

Meaburn J., Wolstencroft R.D., Walsh J.R., 1987, A&A 181, 333

Meaburn J., Walsh J.R., Wolstencroft R.D., 1993a, A&A 268, 283

Meaburn J., Gehring G., Walsh J.R. et al. 1993b, A&A 276, L21

Meaburn J., Boumis P., Walsh J.R. et al., 1996, MNRAS 282, 1313

Megeath S.T., Cox P., Bronfman, Roelfsema P.R., 1996, A&A 305, 296

Melnick J., Tapia M., Terlevich R., 1989, A&A 213, 89

Moffat A.F.J., 1983, A&A 35, 315

Moskalik P., Dziembowski W.A., 1992, A&A 256, L5

Neri R., Grewing M., 1988, A&A 196, 338

Nieuwenhuijzen H., de Jager C., 1992, in *Instabilities in Evolved Super- and Hypergiants*, Hrsg.: de Jager C., Nieuwenhuijzen H. (Amsterdam, North-Holland), S.171

Nota A., Drissen L., Clampin M., Leitherer C., Pasquali A., Robert C., Paresce F., Robberto M., 1994, in *Circumstellar Media in the Late*

Stages of Stellar Evolution, Hrsg.: Clegg R.E.S., Stevens I.R., Meikle W.P.S., Cambridge University Press, Cambridge, S. 89

Nota A., Livio M., Clampin M., 1995, ApJ 448, 788

Nota A., Pasquali A.,Drissen L., Leitherer C., Robert C., Moffat A.F.J., Schmutz W., 1996, ApJS 102, 383

Nota A., Smith L., Pasquali A., Clampin M., Stroud M., 1997, ApJ 486, 338

Ostriker J.P., Gunn J.E., 1971, ApJ 164, L95

Puls J., Kudritzki R.P., Herrero A., et al. 1996, A&A 305, 171

Ringuelet A.E., 1958, Zeitschrift für Astrophysik, Bd. 46, S.276

Roberts M.S., 1962, AJ 67, 79

Rohlfs K., Kreitschmann J., Siegman B.C., Feitzinger J.V., 1984, A&A 137, 343

Schaerer D., de Koter A., Schmutz W., Maeder A., 1996a, A&A 310, 837

Schaerer D., de Koter A., Schmutz W., Maeder A., 1996b, A&A 312, 475

Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, A&AS 96, 269

Seward F.D., Page C.G., Turner M.J.L., Pounds K.A., 1976, MNRAS 177, 13P

Seward F.D., Forman W.R., Giacconi R., et al., 1979, ApJ 234, L55

Seward F.D., Chlebowsk T., 1982, ApJ 256, 530

Shaver P.A., McGee R.X., Newton L.M., Danks A.C., Pottasch S.R., 1983, MNRAS 204, 53

Sher D., 1965, MNRAS 129, 237

Smith L.J., Stroud M.P., Esteban C., Vílchez J.M., 1997, MNRAS

Smith L.J., Nota A., Pasquali A., Leitherer C., Clampin M., Crowther P.A., 1998, ApJ 503, 278

Smith N., Gherz R.D., 1998, AJ 116, 823

Smith-Neubig M.M., Bruhweiler F.C., 1999, AJ 117, 2856

Spoon H.W.W., de Koter A., Sterken C., Lamers H.J.G.L.M., Stahl O., 1994, A&AS 106, 141

Stahl O., Wolf B., Klare G., Cassatella A., Krautter J., Persi P., Ferrari-Toniolo M., 1983, A&A 127, 49

Stahl O., Wolf B., 1986, A&A 154, 243

Stahl O., Damineli A., 1998, in *Cyclical Variability in stellar winds*, proceedings od the ESO workshop, Hrsg.: Kaper L., Fullerton A.W., Springer, S.112

Sterken C., de Groot M.J.H., van Genderen A.M., 1996, A&AS 116, 9

Sterken C., de Groot M.J.H., van Genderen A.M., 1997, A&A 326, 640

Tammann G.A., Sandage A., 1968, ApJ 151, 825

Tapia M., Roth M., Marraco H., Ruiz M.T., 1988, MNRAS 232, 661

Thackeray A.D., 1949, Observatory 69, 31
Thackeray A.D., 1950, MNRAS 110, 524
Thackeray A.D., 1956, Observatory 76, 103
Thackeray A.D., 1961, Obs. 81, 99
Thackeray A.D., 1977, MNRAS, 180, 95
Thé P.S., Bakker R., Antalova A., 1980, A&AS 41, 93
Tscharnuter W.M., Winkler K.-H., 1979, Comp.Phys.Comm. 18, 171
Tsuboi Y., Koyama K., Sakano M., Petre R., 1997, PASJ 49, 85
van Genderen A. M., Thé P.S., 1984, Space Sci. Rev. 39, 317
van Genderen A.M., Thé P.S., de Winter D., et al., 1992, A&A 258, 316
van Genderen A.M., Sterken C., de Groot M., et al. 1995, A&A 304, 415
van Genderen A.M., de Groot M., Sterken C., 1997, A&AS 124, 517
Viotti R., 1995, RevMexAA SdC 2, 10
von Weizsäcker C.F., 1938, Physikalische Zeitschrift 39, 633
Walborn N.R., 1973, ApJ 179, 517
Walborn N.R., 1976, ApJ 204, L17
Walborn N.R., Liller M.H., 1977, ApJ 211, 181
Walborn N.R., Blanco B.M., Thackeray A.D., 1978, ApJ 219, 498
Walborn N.R., Blanco B.M., 1988, PASP 100, 797
Walborn N.R., Evans I.N., Fitzpatrick E.L., Phillips M.M., 1991, in IAU Symp. 143, *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, Hrsg.: van der Hucht K.A., Hidayat B., Kluwer, Dordrecht, Holland, p. 505
Walborn N.R., 1995, RevMexAA SdC 2, 51
Weaver R., McCray R.A., Castor J., Shapiro P., Moore R., 1977, ApJ 218, 377
Weigelt G., Baier G., 1985, A&A 150, L18
Weigelt G., Albrecht R., Barbieri C., et al., 1991, ApJ 378, L21
Weis K., 1996, Diplomarbeit, Universität Heidelberg
Weis K., 1999, A&A, eingereicht
Weis K., Duschl W.J., Bomans D.J., Chu Y.-H., Joner M.D., 1997a, A&A 320, 568
Weis K., Chu Y.-H., Duschl W.J., Bomans D.J., 1997b, A&A 325, 1157
Weis K., Duschl W.J., Chu Y.-H., 1999a, A&A, 349 467
Weis K., Duschl W.J., Bomans D.J., 1999b, eingereicht
Whiteoak J.B.Z., 1994, ApJ 429, 225
Whitney C.A., 1952, Harvard Bull. No. 921, 8
Wolf B., 1989a, in Physics of Luminous Blue Variables, IAU Coll. 113, Hrsg.: Davidson K., Moffat A.F.J., Lamers H.J.G.L.M., Dordrecht, Kluwer, S. 91

Wolf B., 1989b, A&A 217, 87

Wolf B., 1992, Reviews in Modern Astronomie 5, Hrsg.: Klare G., Springer-Verlag, S. 1

Wolf B., Stahl O., Smolinski J., Casatella A., 1988, A&AS 74, 239

Zanella R., Wolf B., Stahl O., 1984, A&A 137, 79