Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

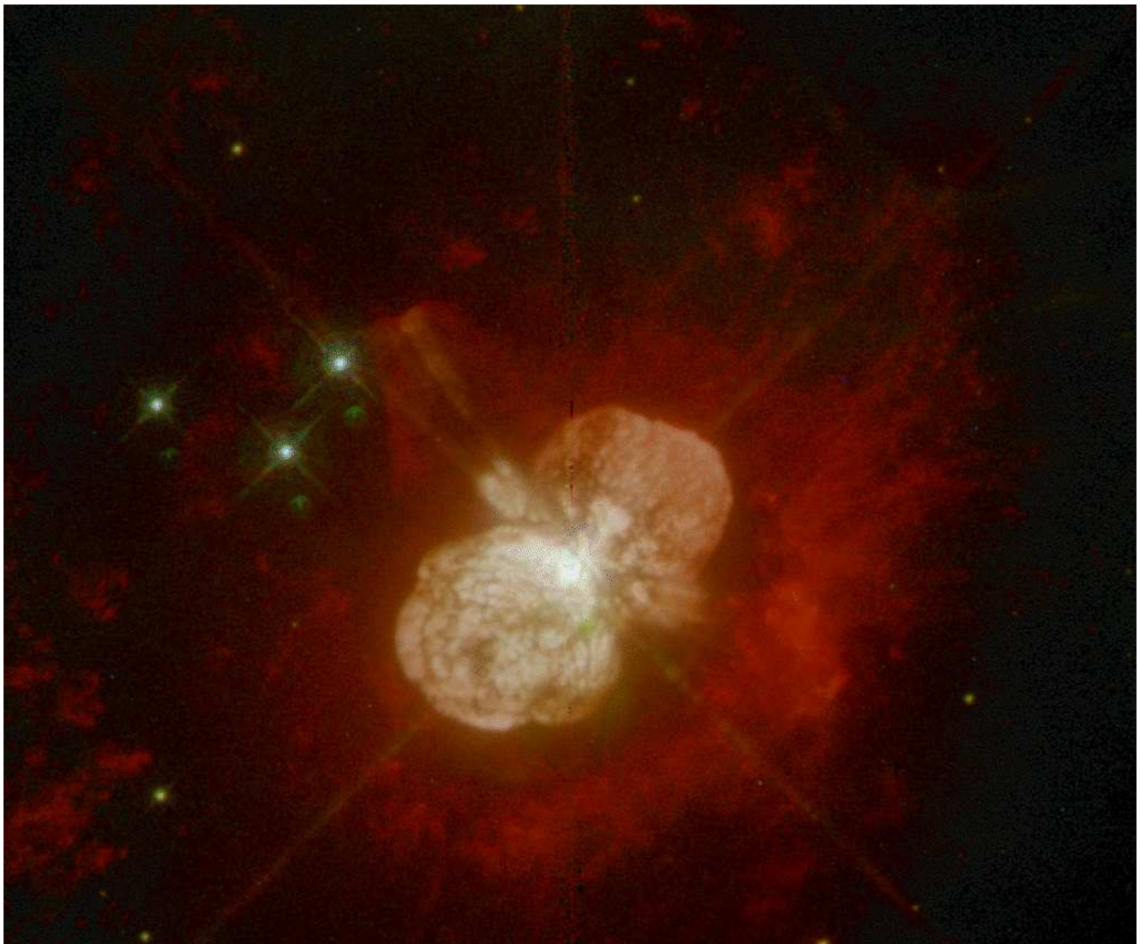
vorgelegt von
Kandidatin Kerstin Weis
aus Bensheim

1996

Die Dynamik Zirkumstellarer Hüllen:
η Carinae, HR Carinae, Sk-69 279 und Sk-69 271

Die Diplomarbeit wurde von K. Weis ausgeführt am
Institut für Theoretische Astrophysik
unter der Betreuung von
Herrn Priv.-Doz. W.J. Duschl

Die Welt ist voller Wunder,
die geduldig darauf warten,
daß wir sie begreifen.



Aufnahme des Hubble Space Telescope vom Stern η Carinae und seiner Zirkumstellaren Hülle, genannt Homunkulus. Quelle: Space Telescope Science Institute, Baltimore.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Betrachtet man heute optische Bilder von aufgelösten Galaxien, so sind neben den H II-Regionen in erster Linie die großen massereichen Sterne die Objekte, die darin auffallen. Durch ihre Größe und enorme Leuchtkraft von einigen 10^5-10^6 $L_\odot$ sind sie auch auf größere Entfernungen hin noch sichtbar und liefern damit eine Möglichkeit auch noch in entfernteren Galaxien studiert zu werden. Dies hilft, Sterne unter den verschiedensten Bedingungen zu beobachten, in metallarmen und metallreichen Galaxien, in *starburst*-Galaxien und und in solchen, die kaum Aktivität von Sternentstehung zeigen. Ein gutes Verständnis von massereichen Sternen ist daher hilfreich, Sternentwicklung **und** Galaxienentwicklung besser zu begreifen.
Zwei Eigenschaften zeichnen die massereichen Sterne aus. So sind sie die Hauptproduzenten schwerer Elemente. Durch die verschiedenen Prozesse des Verbrennens synthetisieren massereiche Sterne in ihrem Leben ausgehend von Wasserstoff die Elemente Helium, Sauerstoff, Stickstoff, Kohlenstoff, Silizium und weiter bis hin zu Eisen. Danach ist kein Brennprozeß mehr möglich, und das Ausbleiben von Kernreaktionen führt zur Supernova. Der Sterntod führt zu sehr hohen kinetischen Energien und Temperaturen und deshalb zur Synthese von Elementen noch höherer Ordnungszahlen.
Eine weitere Besonderheit der massereichen Sterne ist ihr starker Sternwind. Jeder Stern verliert im Laufe seines Lebens Materie durch Wind. Der sogenannte Sonnenwind zum Beispiel verringert die Masse der Sonne jährlich um $10^{-14}M_\odot$. Bei massereichen Sternen ist dieser Einfluß durch Wind wesentlich stärker. Mit Massenverlustraten von 10^{-6} bis hin zu 10^{-3} $M_\odot a^{-1}$ und Windgeschwindigkeiten bis zu $3000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ verändern sie drastisch ihre nähere Umgebung.
Im Laufe ihres Lebens ändern die Sterne je nach Entwicklungsphase ihre Windgeschwindigkeit und auch die Dichte mit der das Material in das Interstellare Medium abgegeben wird. Auf diese Weise verlieren alle **massereichen Sterne** (ab circa 25 $M_\odot$) etwa **50%** ihrer **Anfangsmasse**. Dieses vom Stern abgegebene Material beeinflußt das Interstellare Medium (ISM) in zwei Formen.

(a) Der Wind, den die Sterne abgeben, hat eine kinetische Energie, die an das ISM weitergegeben wird und hauptsächlich zusammen mit der kinetischen Energie aus Supernova-Explosionen für die Beschleunigung und Bewegung des ISM sorgt. In größeren Sternassoziationen (OB Assoziationen) kann die Kombination der Winde aller Sterne eine *superbubble* aus heißem Gas formen, die die Assoziation umgibt. Auf noch größeren Skalen führt eine Vereinigung dieser superbubbles und Supernovae zu noch größeren Strukturen des ISM, den *supergiant shells*, die Größen bis zu 1 kpc erreichen. Um diese Strukturen besser zu verstehen, ist es notwendig, sich mit ihrem Ursprung zu befassen, der Bildung von einzelnen kleinen *bubbles* um massereiche Sterne. Durch das Abgeben des Sternwindes wird das ISM aufgeschoben und formt bubbles, die sich dann zu den erwähnten großskaligen Strukturen entwickeln können.
(b) Neben der kinetischen Energie geben die massereichen Sterne - wieder mit Hilfe ihres Sternwindes - neben den Supernovae, schwere, synthetisierte Elemente an das ISM ab. Schon während ihrer frühen Post-Hauptreihenphase kommt es durch konvektives Mischen zu einer Erhöhung der Elementhäufigkeiten an der Sternoberfläche. Durch den anhaltenden Wind werden diese Elemente, die im Kern durch Verbrennen synthetisiert wurden, ins ISM abgegeben und führen zu dessen Anreicherung.
Sehr massereiche Objekte durchlaufen als sogenannte *Leuchtkräftige Blaue Veränderliche* (Luminous Blue Variables, LBVs) eine instabile Phase und stabilisieren sich wieder in dem sie einen Teil ihrer Sternhülle abgeben. Dieses Szenario liefert eine gute Möglichkeit, Mischungsprozesse und Sternhüllen besser zu studieren. Es wirft Fragen auf über die Prozesse und Kräfte, die die Sterne zusammenhalten und solche, die sie instabil werden lassen. Dies zeigt, wie stark massereiche Sterne ihre Umgebung beeinflussen. Da sie zusätzlich auch eine kurze Lebesdauer besitzen, erfolgt dieser Einfluß auf einer Zeitskala von wenigen 10^6 Jahren.

Eine Möglichkeit massereiche Sterne und ihre Entwicklung zu untersuchen ist, ihre nächste Umgebung zu betrachten. Durch den Massenverlust formen massereiche Sterne verschiedene Arten von **Zirkumstellaren Hüllen**. Zirkumstellare Hüllen, auch Ring-Nebel um massereiche Sterne genannt, findet man um OB- oder Of-Sterne, um Wolf-Rayet-Sterne und um Luminous Blue Variables . Die Entstehung ist bei allen auf eine Wechselwirkung des Zentralsterns durch Sternwind oder durch Ejekta einer Hülle mit dem ihn umgebenden Medium zurückzuführen. Das starke Strahlungsfeld des Sterns sorgt zusätzlich für die Ionisation des Wasserstoffs der Zirkumstellaren Hüllen, so daß diese in Hα sichtbar sind.
Diese Arbeit wird sich mit allen Zirkumstellaren Hüllen um massereiche Sterne befassen, außer mit Ring-Nebeln um Wolf-Rayet-Sternen.
Ring-Nebel um OB- oder Of-Sterne resultieren aus dem schnellen Sternwind des Sterns in der Hauptreihenphase. Sollten die Sterne schon das Überriesenstadium

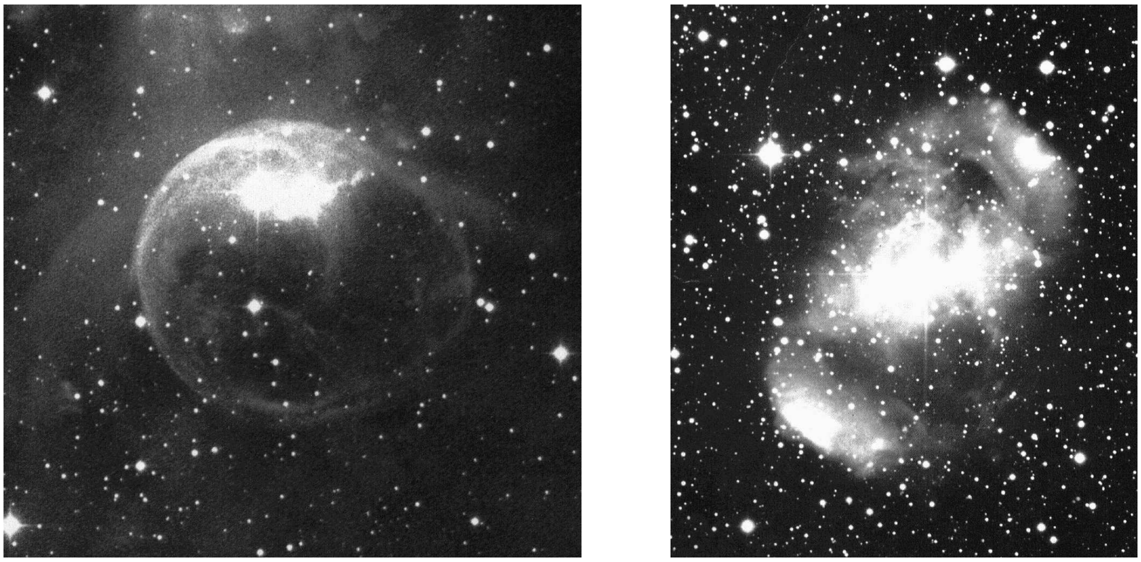


Abbildung 1.1: Links: Der bekannte Bubble Nebel im Sternbild Cassiopeia. Rechts: NGC 6164-5, ein Of-Stern mit mindestens einer Zirkumstellaren Hülle.

erreicht haben, ist eine Wind-Windwechselwirkung aus den einzelnen Entwicklungsphasen denkbar (Näheres dazu in Kapitel 2.3). Man sollte also erwarten, daß ein nicht unerheblicher Prozentsatz massereicher Sterne besonders im schon entwickelten Stadium eine Zirkumstellare Hülle zeigt. Dies scheint aber nicht der Fall zu sein. Bisher ist nur eine kleine Anzahl einzelner, massereicher OB- bzw. Of-Sterne bekannt, die eine bubble besitzen. Die klassischen Beispiele hierfür sind der **Bubble Nebel** (NGC 7635) und **NGC 6164-5**, die auch in Abbildung 1.1 dargestellt sind (beide Bilder stammen aus Malin 1993 [71]). Eine Arbeit von Lozinskaya (1982) [63] zeigte, daß von 109 Of-Sternen nur 13 Ring-Nebel besitzen, und wiederum 7 davon haben mehr als einen Zentralstern. Da die meisten Sternwinde mit Überschallgeschwindigkeit ins ISM abgegeben werden, formen sie Stoßwellen. Man könnte also vermuten, daß die ausgebliebenen bubbles nur als *bow shocks* zu sehen sind, und nicht als vollständige bubbles. Doch auch bow shocks um OB- oder Of-Sterne scheinen recht rar zu sein (vgl. Chu 1991 [10]).
Bei Untersuchungen zu dieser Arbeit konnte nun auf diesem Gebiet gezeigt werden, daß der Stern Sk-69 271 des Spektraltyps B2 in der Großen Magellanschen Wolke ein guter Kandidat für einen Stern mit einer Zirkumstellaren Hülle ist oder zumindest einen bow shock zeigt.

Eine eigenständige Klasse bilden die Sterne des Typs der erwähnten Luminous Blue Variables (LBVs). Auch sie formen Zirkumstellare Hüllen, aber neben ihrem starken Wind werden hier die Hüllen durch die Ejekta eines oberen Teils ihrer Sternhülle verursacht. Die LBVs sind massereiche Sterne in einer instabilen Phase, die sie im

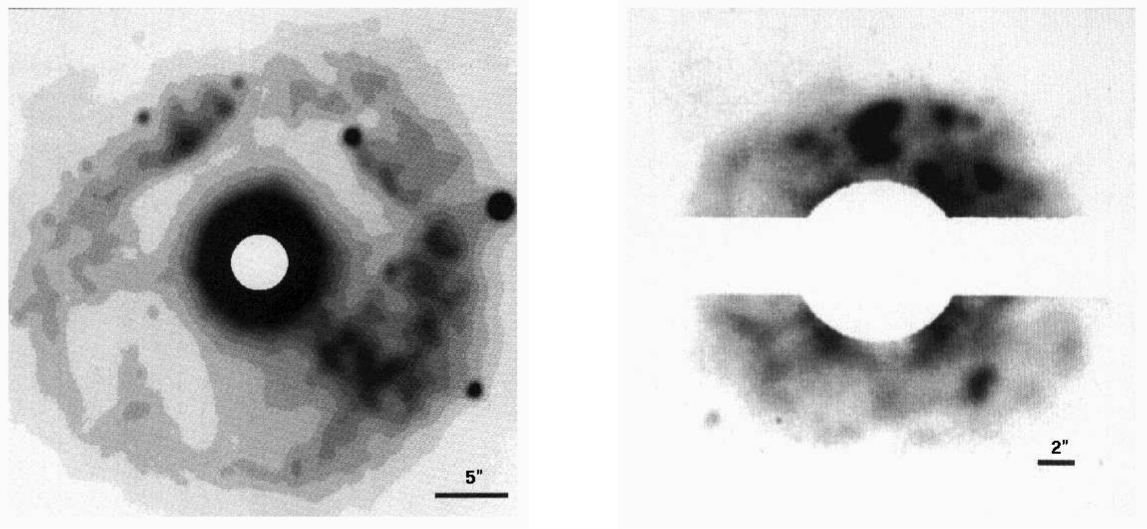


Abbildung 1.2: Links: Das Bild zeigt eine Schmalband Aufnahme (Hα+[N II]) des Nebels um den LBV Stern AG Car. Rechts: [N II]-Aufnahme des P Cygni LBV-Nebels. Beide Bilder stammen aus Nota et al. (1995).

Laufe ihrer Entwicklung als Überriesen durchlaufen. Mitunter mehrere Ausbrüche in dieser Phase führen zur Bildung der sogenannten LBV-Nebel (LBVN). Die Idee der LBV-Sterne ist noch sehr neu (circa seit 1984), und so wurde zum Beispiel der heute klassische LBVN um AG Car (Abb. 1.2 links) zunächst für einen Planetarischen Nebel gehalten. Dies resultierte hauptsächlich daraus, daß die Elementhäufigkeiten des Nebels viel Stickstoff zeigten, also synthetisierte Produkte aus dem Kern der Sterns. Da LBV-Ejekta mit einem starken Helligkeitsanstieg verbunden sind, konnten einige der Ausbrüche, die zu LBV-Nebel führten, in historischen Aufzeichnungen gefunden werden und mit dem heutigen Stand des Wissens als LBV-Ejekta erklärt werden. Dies trifft in erster Linie auf den Stern P Cygni zu, der um 1600 seinen Ausbruch hatte und damals als *Nova* eingestuft wurde (Abb. 1.2 rechts). Selbst um 1840, als η Carinae den heftigsten LBV-Ausbruch hatte, den man bisher kennt, konnte aus Unwissenheit der Stern nur als Nova oder Supernova klassifiziert werden. Eine detaillierte Beschreibung dieses Objektes folgt in Kapitel 3.

Heute kennt man etwa 35 LBVs, und von der Mehrheit gibt es inzwischen auch Bilder der Nebel. Eine erste Zusammenstellung der verschiedenen Nebel findet man in Nota et al. 1995 [80]. Danach werden die Nebel nach ihrer Morphologie in drei Klassen eingeteil: *Shell nebulae, filamentary nebulae* und *peculiar morphologies*. Abbildung 1.3 zeigt eine Tabelle (die aus der Arbeit von Nota et al. [80] entnommen wurde), die einen Überblick über die Nebel der bekanntesten LBVs gibt.

Die Nebel der LBVs η Carinae und HR Carinae wurden im Zuge dieser Diplomarbeit kinematisch analysiert. Des weiteren wird gezeigt, daß die Untersuchungen der im letzten Jahr gefundenen Zirkumstellaren Hülle um den Stern Sk-69 279 in der

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_e (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_e (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 1.3: Tabelle 1 aus der Arbeit von Nota et al. (1995) über LBV Nebel.

Großen Magellanschen Wolke Anzeichen einer LBV-Hülle aufweist.

All diese Beispiele zeigen, daß es Zirkumstellare Hüllen in den verschiedensten Formen, Größen und mit den unterschiedlichsten Hüllengeschwindigkeiten gibt. Es besteht offensichtlich eine Diskrepanz zwischen der erwarteten Anzahl an bubbles um OB- und Of-Sterne und denen, die man wirklich sieht. Die LBVs zeichneten sich erst im letzten Jahrzehnt als **die** Klasse der Sterne mit Zirkumstellaren Hüllen ab, als man zu verstehen begann, daß sie durch Instabilität große Teile ihrer Sternhülle verlieren. Das Erforschen ihrer Nebel ist schwierig, da die recht kleinen Nebel noch sehr nahe an den extrem hellen Sternen liegen und von diesen meist überstrahlt werden. Die kinematische Analyse der Nebel wurde in den letzten Jahren vor allem durch die Langspalt-Spektroskopie verbessert, die es ermöglicht, einen größeren örtlichen Bereich zu spektroskopieren, statt wie bisher, nur einzelne Punkte (z.B. einen Stern).

Durch eine kinematische Untersuchung können Rückschlüsse auf die Stärke der Instabilitäten und die Windgeschwindigkeiten gezogen werden. Unterschiede in der Dynamik lassen die Möglichkeit zu, die Struktur des ISM zu untersuchen (z.B. unterschiedliche Ausdehnungsgeschwindigkeiten durch unterschiedliche Dichten des ISM) und mögen auf kinematische Eigenschaften des Sterns wie Sternrotation hinweisen. Der große Einfluß, den die massereichen Sterne auf das ISM haben, macht sie sogar interessant für die Galaxienentwicklung. Ein besseres Verständnis der Kinematik Zirkumstellarer Hüllen liefert gute Testmöglichkeiten die Theorien des ISM, der Galaxienentwicklung und der Sternentwicklung zu verifizieren.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Sternentwicklung massereicher Sterne

Zirkumstellare Hüllen um Sterne sind nicht ungewöhnlich. Verschiedene Mechanismen in den unterschiedlichsten Evolutionsphasen von Sternen jeder Größe können Hüllen um Sterne entstehen lassen. Bekannte Beispiele sind Planetarische Nebel oder Ring-Nebel um Wolf-Rayet-Sterne. In dieser Arbeit werden Zirkumstellare Hüllen um verschiedene Entwicklungsphasen massereicher Sterne behandelt. Um einen Überblick über die Entwicklung von massereichen Sternen und das Ausbilden von Hüllen zu erhalten, folgt hier eine kurze Einführung in die Sternentwicklungstheorie massereicher Sterne.
Die Definition "massereicher Stern" ist sehr weitreichend. Es gibt keine fest definierten Massengrenzen für die Zuordnung. Dennoch lassen sich die Sterne aufgrund ihrer verschiedenen Eigenschaften und Entwicklungswege in massereiche Sterne, Sterne mittlerer Massen und massearme Sterne einteilen. Von massereichen Sternen spricht man, wenn die ursprüngliche Masse des Sterns auf der Alter-Null-Hauptreihe (*Zero Age Main Sequence* = ZAMS) zwischen $15\,\mathrm{M}_\odot < M < 120\,\mathrm{M}_\odot$ liegt. Die Obergrenze ergibt sich in erster Linie aus Beobachtungen, die zeigen, daß keine stabilen Sterne oberhalb $120\,\mathrm{M}_\odot$ bisher gefunden wurden. Das untere Limit wird hier mit $15\,\mathrm{M}_\odot$ angegeben, variiert aber je nach Modell zwischen 8-15 $\mathrm{M}_\odot$ (z.B. Chiosi & Maeder 1986 [9]). Sterne in diesem Massenintervall zünden ihren Kern nicht mit einem 'Carbon-Flash', d.h. sie haben einen nichtentarteten Kern und entwickeln sich somit nicht zum Weißen Zwerg, sondern enden als Supernova. Auch zeigt sich, daß alle Sterne ab diesem Limit einen Sternwind ausbilden, der stark genug ist, Einfluß auf die stellare Entwicklung zu nehmen.
Massereiche Sterne zeichnen sich besonders dadurch aus, daß sie eine kurze Lebensdauer haben, $\lesssim 10^7$ Jahre, einen merklichen Massenverlust zeigen, $\simeq 10^{-4}$-10^{-5} $\mathrm{M}_\odot \mathrm{a}^{-1}$ und eine starke Leuchtkraft von 10^6 $\mathrm{L}_\odot$ besitzen. In den letzten Jahren wurde eine große Anzahl an Modellrechnungen für die Evolution von massereichen

Sternen mit den unterschiedlichsten physikalischen Annahmen und verschiedenen Metallizitäten gerechnet (Referenzen dazu in Maeder & Conti 1994 [69]). Obwohl der Verlauf der Entwicklungswege bei allen Modellen ähnlich ist, unterscheiden sie sich doch stark in den Werten der Parameter. Die größten Unsicherheiten kommen hier aus bis heute nicht vollständig verstandenen Prozessen und der Erfahrung, daß die modellierten Massenverlustraten und Windmomente kleiner als die beobachteten sind (Lamers & Leitherer 1993 [57]). Folgende Parameter beeinflußen die Sternentwicklungsmodelle

- Metallizität
- Massenverlustrate
- Konvektion und Semikonvektion
- overshooting
- Mischen der Elemente (mixing length parameter)
- turbulente Diffusion
- Rotation

und ergeben unterschiedliche Entwicklungswege. Eine genaue Diskussion darüber und Erklärungen der einzelnen physikalischen Parameter geben Maeder & Conti (1994) [69] und die dort enthaltenen Referenzen. Im weiteren soll hier nur auf die Metallizität und die Massenverlustrate eingegangen werden, die entscheidend die Modelle prägen und insbesondere das Ausbilden von Zirkumstellaren Hüllen beeinflußen. Für eine ausführliche Diskussion der anderen Parameter wird auf die Literatur verwiesen.

Die Entwicklungswege für Sterne zwischen $15\,\mathrm{M}_\odot$ und $120\,\mathrm{M}_\odot$ zeigt Abb. 2.1. Die hier gerechneten Pfade stammen aus Schaller et al. (1992) [92] und werden dort ausführlich diskutiert. Es wurden solare Häufigkeiten angenommen und eine Standard-Massenverlustrate $\dot{M}$ nach der Arbeit von de Jager et al. (1988) [28]. Ausgenommen waren hier die Wolf-Rayet-Sterne (WR) für die ein $\dot{M}$ aus den Arbeiten von Langer (1989) [58] und Conti (1988) [14] verwendet wurde.
Im folgenden werden mit Zuhilfenahme dieses Modells die einzelnen Entwicklungsphasen eines massereichen Sterns kurz skizziert.
Vorhauptreihenphase:
Bisher glaubte man, die Vorhauptreihenphase sei sehr kurz und betrage etwa 1% der Lebensdauer des Sterns in der Hautreihenphase. Eine der neusten Untersuchungen dieser frühen Phase stammt von Bernasconi & Maeder 1996 [4] und zeigt, daß diese Phase womöglich doch viel länger ist. Die Akkretionsphase, in der massereiche Sterne noch weiter Masse akkretieren, dauert demnach 2 - 2.5 10^6 Jahre und ist damit vergleichbar zur Lebensdauer, die der Stern in der Hauptreihenphase verbringt. Des weiteren zeigt sich, daß Sterne massereicher als $40\,\mathrm{M}_\odot$ schon während dieser Akkretionsphase mit dem Wasserstoffkernbrennen einsetzen und damit die eigentli-

G. Schaller *et al.*

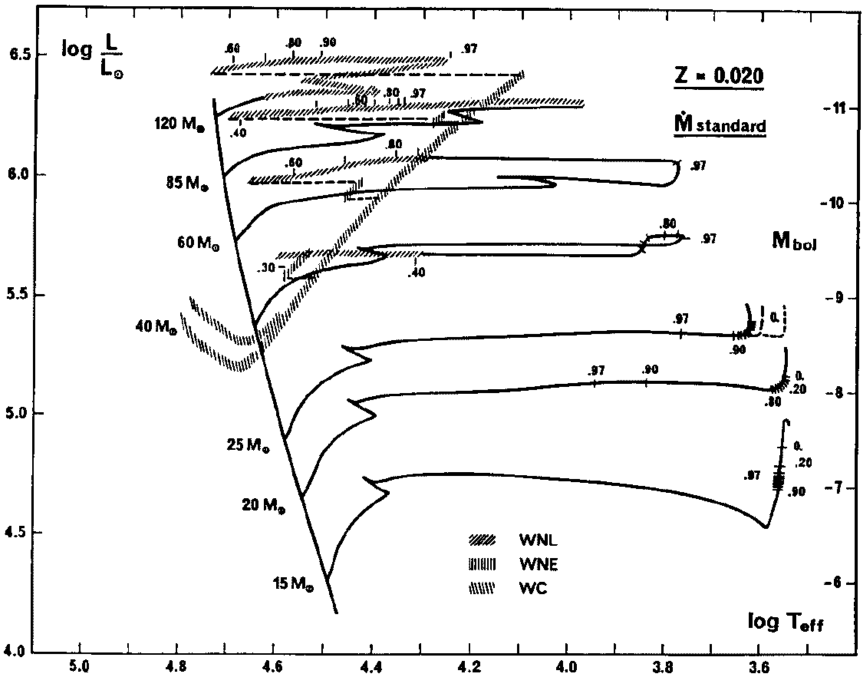


Abbildung 2.1: Evolutionspfade aus Schaller et al. (1992) mit solarer Häufigkeit und normalem Massenverlust.

che Alter-Null-Hauptreihe verlassen haben, wenn sie zum erstenmal außerhalb ihrer Entstehungswolke sichtbar werden.
Hauptreihenphase:
Die Hauptreihenphase eines Sterns wird durch das Wasserstoffkernbrennen definiert. Der Zeitpunkt an dem dieses einsetzt wird als Alter-Null-Hauptreihe bzw. Zero Age Main Sequence (ZAMS) bezeichnet. Die Lage der Alter-Null-Hauptreihe ist für metallärmere Sterne (kleines Z) zur blauen Seite im HR-Diagramm hin verschoben (vgl. Abb. 2.1 und Abb. 2.2). Da metallarme Sterne mehr Wasserstoff besitzen als die metallreicheren gleicher Masse, können sie länger das Wasserstoffbrennen aufrechterhalten und besitzen daher eine längere Lebenszeit als Hauptreihensterne. Diese Lebensdauer beträgt für massereiche Sterne zwischen 2.5 - 12 10^6 Jahre für solare Häufigkeiten (Schaller et al. 1992 [92] Tabelle 45) und verlängert sich z.B. für $Z = 0.001$ um circa 10% (Schaller et al. 1992 [92] Tabelle 46).
Überriesenphase:
Nach der Hauptreihenphase entwickeln sich die Sterne schnell und durchlaufen die restlichen Phasen als Überriesen in Bruchteilen von 10^6 Jahren. Eine genau Auflistung der Lebensdauer findet man wieder in Schaller et al. (1992) [92] in den Tabellen 45-48. Das Heliumkernbrennen erfolgt, wenn der Stern zum Roten Über-

riesen (Red Supergiant, RSG) geworden ist. Für Sterne geringer Metallizität liegen alle Entwicklungswege weiter im blauen Temperaturbereich, und so können Sterne mit kleinem Z schon während ihrer Blauen Überriesenphase das Helimukernbrennen zünden (Maeder & Conti 1994 [69]). Sind die Sterne sehr massereich, so können sie außerdem die Luminous Blue Variable (LBV) Phase durchlaufen und vermeiden das Erreichen der Roten Überriesenphase völlig. Das LBV-Phänomen, das nur für Sterne $\gtrsim$50$M_{\odot}$ auftritt, wird noch ausführlicher in einem späteren Kapitel diskutiert. Eine der wichtigsten Eigenschaften, die helfen die Sternentwicklung zu verstehen, liefert die Veränderung der Elementhäufigkeiten an der Sternoberfläche. Rote Überriesen und Blaue Überriesen (Blue Supergiant, BSG) im *blue loop*, d.h. solche, die nach der Roten Überriesenphase wieder in den blauen Bereich des HR-Diagramms zurückwandern, sollten durch innere Mischprozesse und dem konvektivem *dredge up* in diese Überriesenphase schon prozessiertes Material an die Sternoberfläche bringen. Als Ergebnis des CNO-Zykluses im Gleichgewicht werden Helium und Stickstoff angereichert, Sauerstoff und Kohlenstoff hingegen abgereichert (Chiosi & Maeder 1986 [9]; Maeder 1987 [65]; Maeder & Meynet 1987 [68]; Maeder & Conti 1994 [69]). Diese Anreicherung spielt besonders bei der Untersuchung von Zirkumstellaren Hüllen eine große Rolle, da dadurch bestimmt werden kann, ob die Ausbildung der Hülle während der Hauptreihenphase des Sterns stattfand (dann hätte sie normale stellare Häufigkeiten), oder ob sie erst in der Post-Hauptreihenphase entstanden ist (dann wäre sie nämlich in Stickstoff und Helium überhäufig). Umgekehrt kann eine genaue spektrale Analyse der Zirkumstellaren Hüllen aber auch wieder Einschränkungen für die Mischungsprozesse liefern, die in den Modellen verwendet wurden.

Wolf-Rayet-Sterne:

Sehr massereiche Sterne ($> 25\,M_{\odot}$) durchlaufen noch die Wolf-Rayet-Phase bevor sie als Supernova enden, während die weniger massereichen Sterne direkt als Rote oder Blaue Überriesen (siehe SN 1987A : Langer et al. 1989 [60]) zur Supernova werden. WR-Sterne sind im Prinzip die nach der Überriesenphase (und dem damit verbundenen großen Massenverlust) übriggebliebenen Helium-Kerne. Einzelne Schichten der Sternhülle wurden abgeblasen und formen bzw. wechselwirken mit dem starken WR-Wind zu Wolf-Rayet-Nebeln. Es sind aber auch WR-Sterne in einem Doppelsternsystem bekannt, also solche, die ihre Hülle nicht durch Wind abgeben, sondern deshalb verlieren, weil ein Begleitstern sie akkretiert hat. Da sich diese Arbeit nicht mit den WR-Sternen befaßt, sei für eine genaue Beschreibung auf die weitläufige Literatur verwiesen (siehe dazu Maeder & Meynet 1987 [68]; Maeder & Conti 1994 [69] und dort enthaltene Literatur).

Ein Prozeß, der die Sternentwicklung in allen Entwicklungsphasen stark beeinträchtigt, ist der Sternwind, d.h. die Massenverlustrate. Erst mit Hilfe von UV Spektroskopie konnten zuverlässige Massenverlustraten von massereichen Sternen

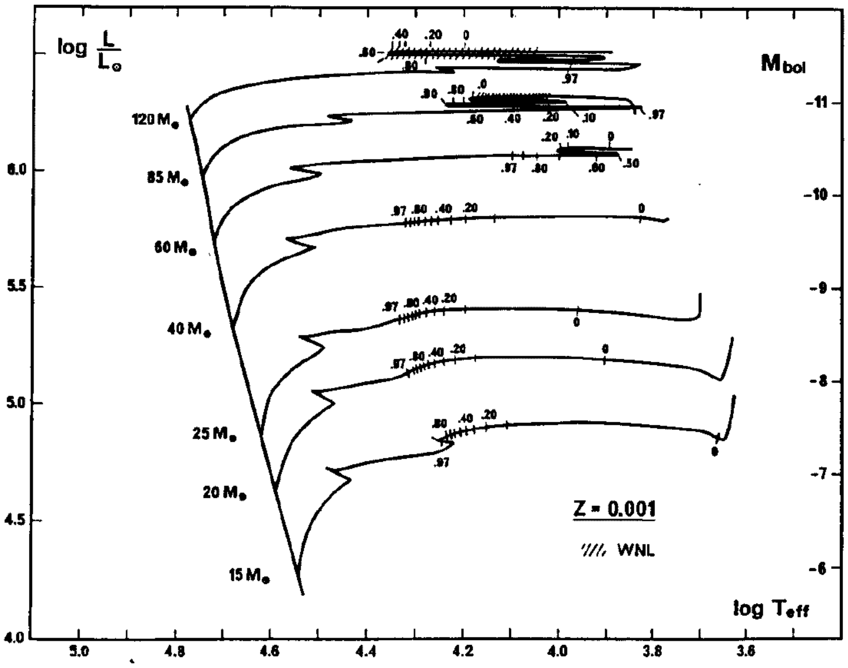


Abbildung 2.2: Evolutionspfade mit Z=0.001 und normaler Massenverlustrate ebenfalls aus Schaller et al. (1992).

gemessen werden. Diese Messungen zeigten, daß massereiche Sterne eine große Menge Materie während ihres Lebens verlieren und dieser Parameter entscheidend in die Modelle eingeht. Ein erste Rechnung von Sternentwicklung mit Massenverlust wird in Chiosi & Maeder (1986) [9] gegeben. Es zeigt sich, daß Sterne mit einer Anfangsmasse größer als 30 $M_\odot$ am Ende ihrer Entwicklung nur noch eine Masse zwischen 5 - 10 $M_\odot$ besitzen (Schaller et al. 1992 [92]; Maeder 1990 [66]). Sternwind gibt es bei allen Sternen und in allen Entwicklungsphasen. Massereiche Sterne haben während ihrer Hauptreihenphase einen sehr schnellen (1000-3000 $\mathrm{km\,s^{-1}}$) Wind (Prinja et al. 1990 [86]; Prinja et al. 1991 Erratum [87]), der aber eine sehr geringe Dichte hat. Erste Analysen zeigen eine Abhängigkeit dieses Windes von der Metallizität mit $\dot{M} \propto Z^\alpha$, wobei α je nach Modell zwischen 0.5-1.0 liegt (Kudritzki et al. 1987 [55], 1991 [56]; Leitherer & Langer 1991 [62]). Eine stärkere Verbindung ist die *wind momentuum-luminosity relation* (WLR), die zeigt, daß $L \propto \dot{M} v_\infty R^{0.5}$ (McCarthy et al. 1995 [72] und dort enthaltene Referenzen). Eine genau Untersuchung dieser Relation ist im Moment noch im Gange. Während der Roten Überriesenphase wird der Sternwind langsam ($\simeq 20\,\mathrm{km\,s^{-1}}$) (Jura & Kleinmann 1990 [53]), aber viel dichter, so daß der Stern viel mehr Masse in kurzer Zeit verliert. In der Blauen Überriesenphase wird der Wind wieder schneller und erreicht in der Wolf-Rayet-Phase eine maximale Geschwindigkeit von bis zu 3000 km s^{-1}(Prinja et al. 1990 [86]; Prinja et al. 1991 Erratum [87]).

Es wurde gezeigt, daß die Sternentwicklungwege stark vom Massenverlust und der Metallizität abhängen. Dennoch läßt sich ein grobes Schema der Sternentwicklung massereicher Sterne angeben bei dem zwischen drei verschiedenen Wegen je nach Anfangsmasse unterschieden wird. Diese Wegunterscheidungen werden auch eine Schlüsselrolle für die Ausbildung Zirkumstellarer Hüllen spielen. Danach unterscheidet man nach:

$M > M_1$

O - Of - BSG - LBV - WR - SN

$M_1 > M > M_2$

O - BSG - YSG - RSG - WR - SN

$M < M_2$

O - RSG (mit Chepheid loop) - SN

Dabei bedeuten die Abkürzungen

O	: O-Stern in Hauptreihenphase
Of	: O-Stern mit starken Emissionslinien, z.T. P-Cygni Profilen
RSG	: Roter Überriese
BSG	: Blauer Überriese
YSG	: Gelber Überriese
SN	: Supernova
WR	: Wolf-Rayet-Stern
LBV	: Luminous Blue Variable

Als Grenzmassen wird hier $\mathbf{M_1 = 50 \pm 10\ M_\odot}$ als Obergrenze für den Entwicklungsweg mit LBVs angegeben und $\mathbf{M_2 = 35 \pm 5\ M_\odot}$ für den Pfad der weniger massereichen Sterne. Diese Entwicklungspfade stammen aus Maeder (1990) [66], lassen sich aber (z.T. in leicht abgewandelter Form) bei einer Reihe anderere Autoren finden (Maeder 1983 [64]; Chiosi & Maeder 1986 [9]; Maeder & Meynet 1987 [68]; Maeder 1990 [66]; Langer et al. 1994 [61]; García-Segura 1996 [36]; García-Segura 1996 [37]; Schaerer 1996 [93]). Die folgenden Kapitel werden sich aufbauend auf diesem mit der Sternklasse der Luminous Blue Variables (LBVs) beschäftigen sowie das Ausbilden von Zirkumstellaren Hüllen während der einzelnen Entwicklungswege behandeln.

2.2 Die Klasse der LBVs

2.2.1 Eigenschaften und Beobachtungen

Die Klasse der Leuchtkräftigen Blauen Veränderlichen, Luminous Blue Variables (LBVs) ist noch sehr jung und wurde erst 1984 von Conti definiert (Conti 1984 [13]). Unter dieser Gruppe wurden von ihm erstmals die S Dor Variablen, die P Cygni Sterne und die Hubble-Sandage Variablen in einer Klasse zusammengefaßt, die alle ein ähnliches Verhalten zeigten.
Was sind nun diese LBVs?
LBVs sind sehr helle und in ihrer Helligkeit schwankende Sterne, die meist einen Spektraltyp im blauen Bereich des HR-Diagramms zeigen. Ein typischer LBV hat eine Helligkeit $M_{\rm bol} \gtrsim -9.^{\rm m}0$ und eine Ursprungsmasse, die $\gtrsim 50\,{\rm M}_\odot$ ist. LBVs sind demnach schon entwickelte Überriesensterne sehr großer Massen. Das eigentlich Typische an einem LBV ist seine Variabilität und noch mehr seine Ausbrüche. In diesen Ausbrüchen expandiert die Photosphäre des Sterns, und die Oberflächentemperatur des Sterns fällt auf 8000 K zurück. Die Hülle löst sich ab und formt die typischen Nebel um LBVs (siehe Kapitel 2.3.2). Während des gesamten Vorgangs bleibt die bolometrische Helligkeit konstant, die visuelle Helligkeit hingegen schwankt sehr stark und führt zur typischen Variabilität.
Die wichtigsten Eigenschaften von LBVs werden im folgenden nach Stichworten geordnet diskutiert.[1]

Helligkeit:

Alle LBVs besitzen eine sehr große Leuchtkraft und haben eine absolute bolometrische Helligkeit von $M_{\rm bol} \gtrsim -9.^{\rm m}0$, was einer Leuchtkraft von mehreren $10^6\,{\rm L}_\odot$ entspricht. Mit dieser Helligkeit liegen die Sterne sehr nahe am klassischen Eddington Limit, einem oberen Limit von Leuchtkraft zu Masse (L/M), bei dem die nach außen gerichtete Strahlungskraft und die nach innen wirkende Schwerkraft sich gerade noch die Waage halten.

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

Dabei beschreibt κ die Opazität per Einheitsmasse, die gemittelt über alle Wellenlängen ist. Da Υ nicht 1 werden kann ($\rightarrow$ Instablität), muß es einen Grenzwert für das Verhältnis von L/M geben. Dies ist das **Klassische Eddington Limit** für heiße Sterne mit ionisierter Photosphäere. κ ist in diesem Fall durch Streuung an freien Elektronen bestimmt und damit unabhängig von der Wellenlänge, der Gasdichte und der Temperatur. Dadurch ist dies der Minimalwert, den κ annehmen kann. Daraus ergibt sich das maximale Verhältnis von Leuchtkraft zu Masse, bei dem der Stern instabil wird.

[1]für das gesamte Kapitel gelten als Referenzen: Humphreys & Davidson 1994 [49]; Humphreys 1991 [46] sowie dort enthaltene Referenzen

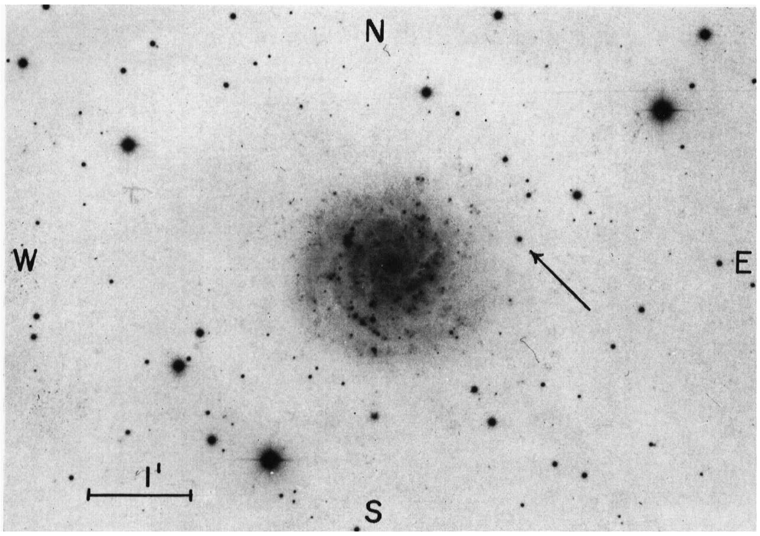


Abbildung 2.3: Bild der SN 1961 V vom 22.10.1962, die Entdeckung fand im Juli 1961 statt. Am östlichen Rand des Spiralarms zeigt sich der Ausbruch (Pfeil) von dem heute angenommen wird, daß er keine Supernova sondern einen LBV Ausbruch darstellt.

Variabilität:

Photometrische Variabilität gibt es bei LBVs mit fast allen Größen der Amplituden und Perioden. Sie resultieren aus Temperaturveränderungen und der damit verbundenen Verschiebung des Maximums der Planck-Kurve. Im folgenden werden 4 verschiedenen Variationen (der visuellen Helligkeit) unterschieden :

(a) *Giant Eruptions*: Ausbrüche mit Helligkeitsschwankungen $\gtrsim 2^{\mathrm{m}}$ in M_{v}, die unregelmäßig auftreten und bei denen ungewöhnlich viel Masse weggeschleudert wird. Das beste Beispiel dafür ist der große Ausbruch von η Carinae im letzten Jahrhundert, aber auch der Ausbruch von P Cygni, der um 1600 notiert wurde. Um einen Eindruck zu gewinnen, wie sehr ein LBV beim Ausbruch seine Helligkeit verändert, sei ein Ausbruch eines LBVs in der Galaxie NGC 1058 dargestellt (Filippenko et al. 1995 [35]), den man zunächst für eine Supernova hielt (Zwicky 1964 [129]). Abbildung 2.3 aus dieser Arbeit illustriert den Ausbruch, der ähnlich wie eine Supernova, einen extremen Anstieg der Helligkeit am Rande eines Spiralarms der Galaxie zeigt. Es sei darauf hingewiesen, daß der Stern Mitglied der Galaxie ist und nicht etwa ein Vordergrundsobjekt.

(b) *Eruptions*: Kleinere Schwankungen von 1-2$^{\mathrm{m}}$ in Zeiträumen von 10-40 Jahren. Der Anstieg von der Ruhephase in die aktive Phase (Aufhellen) erfolgt meist schon in wenigen Monaten, wohingegen die Verweildauer des Sterns im Maximum oder Minimum mehrere Jahre betragen kann. Bei visuellem Maximum ist die Sternathmosphäre expandiert.

(c) *Kleine Oszillationen*: Die kleinen Oszillationen bewegen sich in der Größenordnung von Bruchteilen von einer Magnitude und dauern einige Monate bis einige

Jahre.
(d)*Mikrovariationen*: Diese Variabilität hat maximale Änderungen von $0\overset{m}{.}1$. Sie wurden bei R 71, AG Car und HR Car gefunden, sind allerdings auch schon bei normalen Überriesen detektiert worden.

Spektren:

Für LBVs läßt sich kein typisches Spektrum definieren, weil LBVs nach und während ihrer Ausbrüche den Spektraltyp ändern können. Dennoch lassen sich gewisse Einschränkungen und spektrale Eigenschaften ableiten. Die meisten LBV Spektren zeigen starke Emissionslinien von H, He, Fe II und [Fe II], die z.T. ein P Cygni Linienprofil (d.h. Anzeichen auf Expansion) aufweisen. Im visuellen Minimum zeigt sich das Spektrum eines heißen Überriesen. Im Maximum expandiert die optisch dicke Atmosphäre, und das Sternspektrum wechselt über zu dem eines kühlen Überriesen vom Spektraltyp A oder F bei dem die Fe Emission schwächer ist, die P Cygni-Linien aber sind immer noch in der Hα-Linie präsent. Einige LBVs zeigen in ihrer Minimumsphase das Spektrum eines Of/WN9 oder kurz *slash*-Sterns.

Temperaturen:

So wie sich die Helligkeit und die Spektren ändern, ändert sich natürlich auch die Oberflächentemperatur von der Minimums- zur Maximumsphase. Im visuellen Minimum sind die LBVs sehr heiß mit. Sie haben Temperaturen zwischen 12000-30000 K. In ihrer Eruptionsphase, der Phase maximaler visuellen Helligkeit, sind die Sterne kühler und erreichen nur 7000-8000 K.

Massenverlustraten:

LBVs sind Sterne mit sehr großen Massenverlustraten. Die Abgabe der Hülle in einer Eruption ist mit einem starken Massenverlust begleitet. Im Durchschnitt hat ein LBV einen Massenverlust von $\dot{M} = 10^{-5}$- $10^{-4}\mathrm{M}_{\odot}\mathrm{a}^{-1}$, dies ist 10-100 mal mehr als vergleichbar helle normale Überriesen. In einer nichtaktiven LBV-Phase hat der Stern eine um den Faktor 10 geringere Massenverlustrate.

LBV-Nebel:

Nach einer Eruption zeigt sich ein LBV-Nebel, der den Zentralstern umgibt. Diese Nebel zeigen die unterschiedlichsten geometrischen Formen: bipolare, runde oder völlig irreguläre . Eine genau Analyse dazu findet man in Nota et al. (1995) [80]. Einige Nebel zeigen starke IR-Strahlung, die auf zirkumstellaren Staub hinweist. Fast alle Nebel sind in Stickstoff und Helium angereichert, das, wie im vorigen Kapitel erwähnt, daraus resultiert, daß CNO prozessiertes Material in die Sternhülle 'hochgemischt' wird, welche durch die Eruption weggeschleudert und zum Nebel wird. Je nach Länge und Stärke des Ausbruchs sind die Nebel von unterschiedlicher Ausdehnung und Masse (vgl. Abb. 1.3).

LBVs sind also entwickelte, sehr helle und instabile heiße Überriesen, die von Zeit zu Zeit irregulären Eruptionen unterliegen. Ein großer Massenausfluß führt zur Aus-

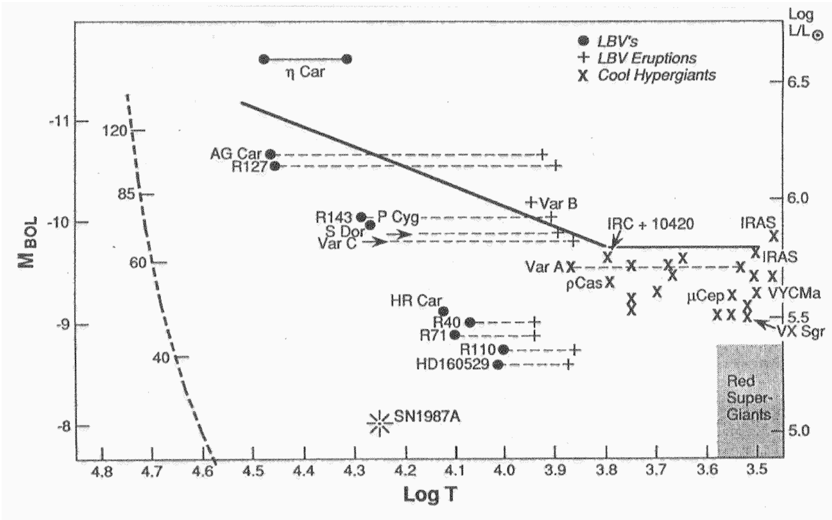


Abbildung 2.4: HR-Diagramm aus Humphreys & Davidson (1994) . Neben den Sternen wird die Hauptreihe mit einer gestrichelten Linie und den Anfangsmassen dargestellt, das Humphreys-Davidson Limit zeigt eine durchgezogenen Linie.

bildung einer expandierenden Atmosphäre (z.T. auch Pseudophotosphäre genannt), die als zirkumstellarer LBV-Nebel endet. Die Hülle ist zunächst noch sehr dicht ($N \simeq 10^{11}\mathrm{cm}^{-3}$) und expandiert relativ langsam mit etwa $200\,\mathrm{km\,s}^{-1}$.
Die Lebensdauer eines Sterns in der LBV-Phase ist sehr kurz und beträgt nur $\sim$ 25000 Jahre. Durch die erhöhte Massenverlustrate verliert aber ein LBV circa $6\,\mathrm{M}_{\odot}$ während dieser Phase, bevor er zum Wolf-Rayet-Stern wird. Durch diesen starken Massenverlust wird verhindert, daß der Stern sich zum Roten Überriesen entwickelt. Dies erklärt, warum es keine sehr hellen Roten Überriesen gibt, sondern nur Blaue. Das zeigt eine Untersuchung von Humphreys & Davidson schon 1979 [47]. Die Autoren postulierten danach ein empirisches Limit im HR-Diagramm, das massereiche Sterne scheinbar nicht überschreiten, das *Humphreys-Davidson Limit* (HD-Limit). Später zeigte sich dann, daß dieses Limit mit der Position der meisten LBVs übereinstimmt (Abb. 2.4) und die Instabilität dieser Sterne definiert die Lage des HD-Limits.

Warum Sterne an diesem Punkt instabil werden und heftige Ausbrüche als LBVs durchlaufen, ist bisher noch nicht vollständig geklärt. Folgende Szenarien, die zu Instabilität führen sind denkbar:

`Strahlungsdruck`: Diese Idee führt uns zurück auf das Eddington Limit. Ohne Vereinfachungen anzunehmen, zeigt sich, daß das Eddington Limit modifiziert werden muß, da die dort verwendete Opazität von Temperatur und Dichte abhängig wird. Dies führt zum sogenannten *modifizierten Eddington Limit* und wurde erstmals bei Humphreys & Davidson (1984) [48] eingeführt. Es zeigt sich, daß die Opazität, aus-

Tabelle 2.1: Liste von bestätigten LBVs und ihre Galaxie

Galaxie	LBVs
Milchstraße	η Car, AG Car, HR Car, P Cyg, HD 160529, WRA 751, He 3-519
LMC	S Dor, R 71, R 127, R 110, R 143, HDE 269582, S 119
SMC	R 40, HD 5980 (?)
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

gehend von hohen Temperaturen, bei Temperaturen weniger als 30000 K ansteigt und bei 12000 K ihr Maximum erreicht, bevor sie danach zu noch kleineren Temperaturwerten hin wieder abfällt. Hohe Opazitätswerte bedeuten aber hohes L/M und damit hohes Υ und Instabilität. Danach erreicht die Atmosphäre zwei quasistabile Zustände, einen bei > 15000 K und einen bei < 10000 K, dies entspricht genau den beiden Zuständen, in denen LBVs beobachtet werden. Eine detaillierte Analyse dieser Hypothese, daß LBVs zwischen Zuständen hin- und herspringen erfolgte durch Appenzeller (1986 [1], 1989 [2]) unter dem Begriff des Relaxations-Oszillations-Mechansimus.

`Turbulenzdruck`: Eine andere Idee zur Instabitilät erfolgte in erster Linie von de Jager (de Jager 1980 [26], 1984 [27] ; Nieuwenhuijzen & de Jager 1992 [79]) und macht den Turbulenzdruck in der Sternatmosphäre für die Ausbrüche verantwortlich. Dieser Druck läßt sich auf die Bewegungen durch die Konvektion der Hülle zurückführen, die einen Druckgradienten und damit eine nach außen gerichtete Kraft erzeugt. De Jager leitet daraus ebenfalls ein oberes Limit ab, an dem diese Kraft der Gravitationskraft noch die Waage hält und erhält das sogenannte *de Jager Limit*, das im HR-Diagramm ähnlich wie das Eddington Limit verläuft.

Weitere Mechanismen wie der κ-Mechanismus, der für die Pulsation der Cepheiden verantwortlich ist, oder ein Doppelsternszenario ähnlich wie bei *Novae* wurden für LBVs vorgeschlagen, sind heute aber weitgehend als nicht mehr relevant für LBVs angesehen und werden daher nicht weiter diskutiert. Im momentanen Stand wird davon ausgegangen, daß die Instabilität aus einem Zusammenspiel der beiden erklärten Prozesse folgt.

Zum Abschluß ein kleiner Überblick über die heute bekannten LBVs. Es sind bis heute circa 35 LBVs in verschiedenen Galaxien bekannt (Tabelle 2.1). Der bisher spektakulärste Fall eines LBV-Ausbruches war der von η Carinae im Jahre 1843 (Kapitel 3). Auch AG Carinae und P Cygni sind vielstudierte Objekte und Prototyen dieser Klasse, gefolgt von HR Carinae (Kapitel 4). Neben diesen galaktischen LBVs, wurden bald die ersten LBVs in der Großen Magellanschen Wolke entdeckt: S Dor, R 127, R 71 sowie R 40 in der Kleinen Magellanschen Wolke. In der lokalen Gruppe blieben dann noch die beiden Spiralgalaxien M31 und M33, die zunächst nur variable Sterne zeigten, die mit verbesserter Spektroskopie und Variabilitätsmessungen nun auch als LBVs bestätigt werden konnten. Wie Tabelle 2.1 zeigt, erstrecken sich bestätigte LBVs nun über eine Vielzahl von Galaxien und einen weiten Entfernungsbereich. Die unterschiedlichen Galaxientypen und Metallizitäten bieten eine gute Möglichkeit, LBVs und ihre Entwicklung genau zu studieren.

2.2.2 Der theoretische Entwicklungsweg

Eine der ersten detailierten Untersuchungen über die Entwicklung und Modellierung von LBVs stammt von Langer et al. (1994) [61]. In diesem Kapitel werden kurz die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt. Als typischer Stern, der zum LBV wird, rechnen die Autoren exemplarisch einen Stern mit der Anfangsmasse von 60 $M_\odot$. In leicht ergänzter Form zu der in Kapitel 2.1, wird der Entwicklungsweg dieses Sterns wie folgt angenommen:

O - Of - WNL - LBV - WNL - WNE - WC - SN

Die zusätzlichen Kürzel sind hierbei WNL : Stickstoffreicher Wolf-Rayet-Stern späten Typs (L = late), WNE : Stickstoffreicher Wolf-Rayet-Stern frühen Typs (E = early) und WC : Kohlenstoffreicher WR-Stern. Ein stickstoffreicher WR-Stern gehört zum frühen Typ, wenn er zwischen WN2-5 klassifiziert ist und zum späten Typ bei WN6-8.

Ein schematischer Verlauf des Entwicklungsweges zeigt Abb. 2.5 (rechts). Der Weg beginnt auf der ZAMS als Hauptreihenstern und endet als WR-Stern mit einer Supernova, die mit einem Sternchen dargestellt wird. Es sei an dieser Stelle auf die LBV-Phase des Sterns hingewiesen, die hier durch eine gestrichelte Linie verdeutlicht wird. Es folgt eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Phasen.

Der Stern bleibt zunächst 3.348 10^6 Jahre im Hauptreihenstadium und besitzt dabei eine Massenverlustrate von $\dot{M} \simeq 10^{-5}$ $M_\odot a^{-1}$. Durch den hohen Massenverlust als heißer Hauptreihenstern beendet der Stern das Wasserstoffkernbrennen mit einer Gesamtmasse von nur 26.4 $M_\odot$. Sein Anteil an Wasserstoff an der Oberfläche ist stark gesunken, auf $X_s = 0.28$, was einem Teilchenverhältnis von $n_{He}/n_H = 0.54$ entspricht. Am Ende der Hauptreihenphase befindet sich der Stern bei $\log T_{eff} =$ 4.6 K und $\log L = 5.7$ $L_\odot$ (Abb. 2.5 rechts). Der Stern zündet in üblicher Weise

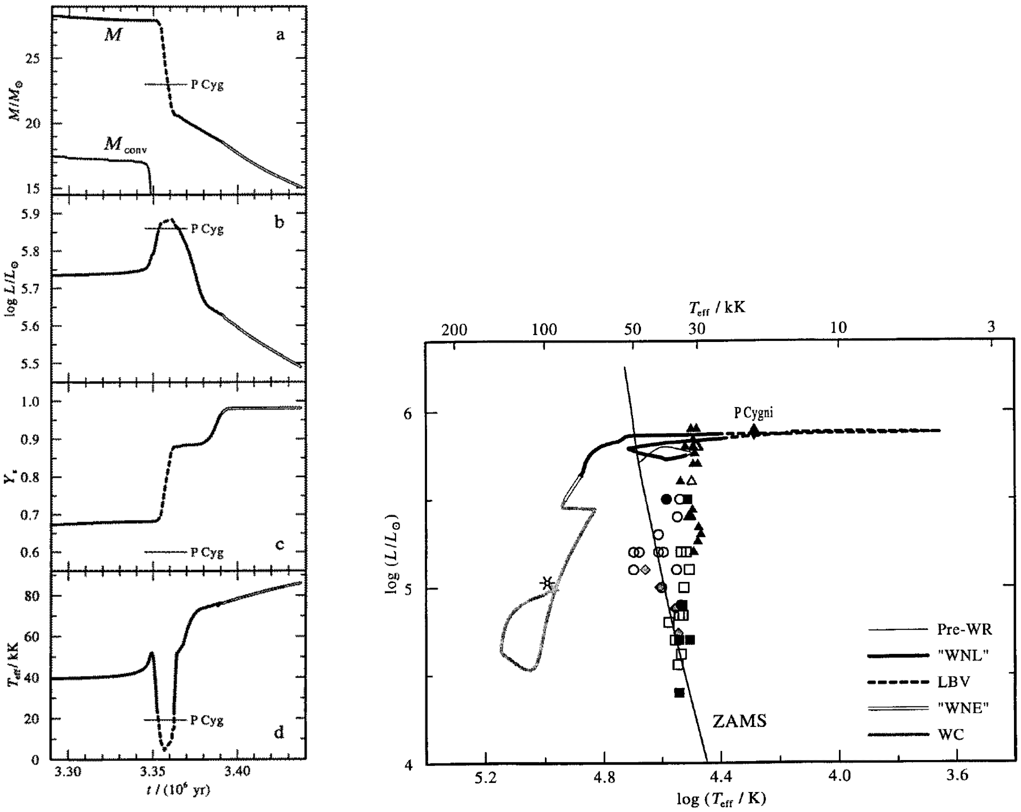


Abbildung 2.5: Links zeigt Bild (a) die Abnahme der Sternmasse, Bild (b) den Verlauf der Leuchtkraft, Bild (c) die Veränderung der Heliumhäufigkeit an der Sternoberfläche und Bild (d) den Temperaturverlauf. Die LBV-Phase wird durch eine gestrichelte Linie verdeutlicht. Zur Orientierung werden beobachtete Werte des LBVs P Cygni durch einen horizontalen Balken verdeutlicht. Das Diagramm auf der rechten Seite zeigt den Entwicklungsweg eines Sterns mit anfänglich $60\,M_\odot$, durch verschiedene Symbole werden beobachtete WR-Sterne dargestellt, der LBV P Cygni ist durch eine Raute indiziert und beschriftet.

das Wasserstoffschalenbrennen und wird in dieser Phase auch zum LBV. Die Massenverlustrate steigt und erreicht dabei ihr Maximum bei $5\ 10^{-3}\ M_\odot a^{-1}$. In der LBV-Phase ändern sich einige typische stellare Parameter (vgl. Abb. 2.5 links). Die Leuchtkraft nimmt, wie schon erwähnt, stark zu (Abb. 2.5 b) und erreicht in der aktiven LBV-Phase ihr Maximum, analog dazu nimmt die Temperatur ab (Abb. 2.5 d) . Durch die Kombination von Konvektion als Mischung und dem Freilegen der tieferen Schichten des Sterns durch den Wind und die LBV-Eruption steigt die Heliumhäufigkeit (aus dem CNO-Zyklus der Kernreaktion) an der Oberfläche drastisch an (Abb. 2.5 c). In seiner nur kurz dauernden LBV-Phase verliert der Stern ganze $6\,M_\odot$ (Abb. 2.5 a) und geht mit einem Alter von ungefähr $3.363\ 10^6$ Jahren in die WR-Phase über und beginnt mit dem Heliumkernbrennen. Hier bläßt der Stern zunächst mit circa 7.5 10^{-5} $M_\odot a^{-1}$ seine restliche Wasserstoffhülle ab und geht in die WC-Phase über mit einer Gesamtmasse von nur noch 15.3 $M_\odot$ ($t = 3.43310^6$ Jahre). In dieser Phase reduziert sich die Sternmasse weiter bis auf circa 4 $M_\odot$ und macht den Stern mit 4.065 10^6 Jahren zur potentiellen Supernova.

2.3 Die Ausbildung von Zirkumstellaren Hüllen

Wie schon gesehen, verlieren massereiche Sterne einen nicht unerheblichen Teil ihrer Masse während ihrer Entwicklung durch Sternwind. Dies führt zu einer starken Veränderung des den Stern umgebenden Mediums und zur Ausbildung von Zirkumstellaren Hüllen. Durch die unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten und Dichten kommt es durch Aufschieben des ISM zur Ausbildung von *bubbles*, aber auch zu Wind-Windwechselwirkungen, die ringförmige Nebel bilden können. Es werden für massereiche Sterne drei verschiedene Szenarien zur Bildung von zirkumstellaren bubbles diskutiert. Zunächst schiebt der heiße, schnelle Wind des Sterns in der Hauptreihenphase das ISM auf und bildet eine windgeblasene bubble. Sehr massereiche Sterne können dann in ihrer LBV-Phase durch Ausbrüche und den starken, anhaltenden Wind LBV-Nebel erzeugen. Für weniger massereiche Sterne folgt die Entwicklung zum Roten Überriesen (RSG) und meist weiter zum Blauen Überriesen (BSG) im blue loop. Dabei kommt es zu Wechselwirkungen von schnellem, dünnen Wind (BSG-Phase) mit dem langsamen, dichten Wind (RSG-Phase). Die Szenarien werden im folgenden kurz skizziert.

2.3.1 Windblown bubbles um O-Sterne

In diesem Kapitel wird die Bildung von bubbles um O-Sterne in der Hauptreihenphase behandelt. Das gesamte Kapitel basiert im Prinzip auf den Arbeiten von Castor et al. (1975) [8] und Weaver et al. (1977) [123] die die theoretische Grundlage dazu beschreiben.
Während ihrer Hauptreihenphase haben massereiche Sterne einen schnellen Sternwind von circa 1500-3000 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ und eine Massenverlustrate, die sich auf $10^{-6} M_\odot a^{-1}$ beläuft. Dieser Wind wird mehr oder minder radial (ausgenommen wenn Rotationseffekte ihn abflachen) in das Interstellare Medium laufen und dieses aufschieben. Dabei entstehen geometrisch dünne, zirkumstellare *shells* oder *bubbles* hoher Dichte, die diese heißen Sterne umgeben. Die Entwicklung einer solchen bubble verläuft ähnlich wie bei einem Supernovaüberrest. Zunächst gibt es eine Phase freier Expansion, bei der der Wind ungehindert ins ISM expandiert. Es folgt eine Phase adiabatischer Expansion (mehrere 1000 Jahre), der eine *snowplow* Phase folgt, bei der das interstellare Gas aufgeschoben wird und zur dünnen, kalten shell kollabiert. Am wichtigsten für die bubble-Bildung ist die letzte Phase auf die nun näher einge-

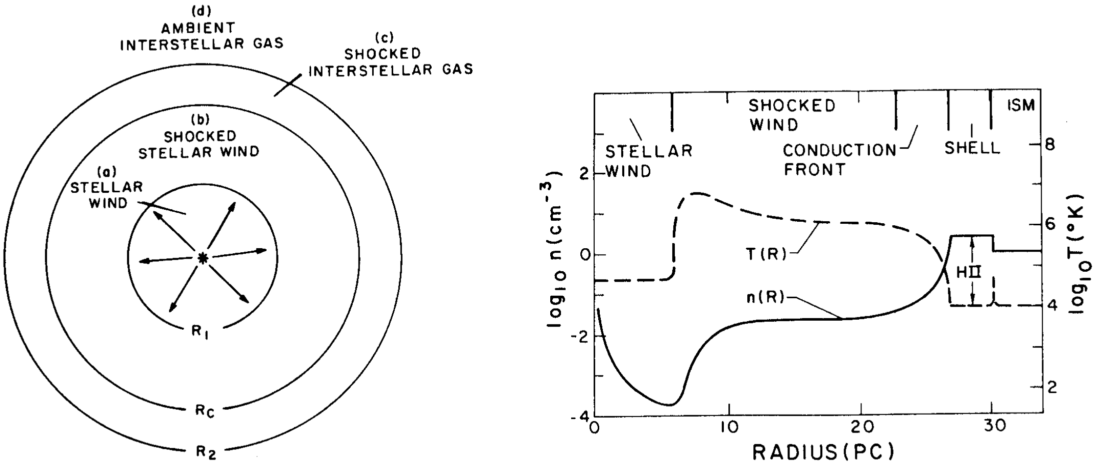


Abbildung 2.6: Links: Eine schematische Zeichnung der Sternumgebung, einzelne unterteilte Region sind angedeutet, die im Text näher erklärt werden. Rechts: Entwicklung von Dichte und Temperatur als Funktion des Radius für eine typische bubble um einen massereichen Hauptreihenstern. Beide Abbildungen stammen aus Weaver et al. (1977).

gangen wird.
Zunächst bläst der Stern mit konstantem Wind, der mit dem umgebenden ISM der Dichte n_0 wechselwirkt und eine expandierende sphärische bubble bildet. Dieses bubble-System läßt sich am einfachsten mit einem 4 Zonen-Modell beschreiben. Ausgehend vom Stern sind da die Zonen des
(a) Überschall Sternwind
(b) geschockter Sternwind
(c) geschocktes ISM Gas und shell
(d) ungehindertes ISM
Siehe dazu auch Abb. 2.6 (links). In der sogenannten snowplow Phase kommt es nun zum Kollaps von Region (c) in eine dünne, fast isobare shell. Der innere Teil dieser shell formt eine leuchtende H II-Region mit einer Temperatur von 10^4 K, die sich an die heiße ($> 10^6$ K), geschockte Sternwindregion (b) anlegt (vgl. Abb. 2.6 rechts). Durch die großen Temperaturunterschiede kommt es zur Wärmeleitung und dem Verdampfen von Material aus der kälteren Region in die wärmere. Einige wichtige Parameter der bubble folgen aus der Rechnung von Weaver et al. (1977) [123] und werden dort mit Hilfe der mechanischen Leuchtkraft

$$L_{\mathrm{w}} = \frac{1}{2}\frac{dM_{\mathrm{w}}}{dt}V_{\mathrm{w}}^2$$

ausgedrückt.
Der Radius R_2 (Abb. 2.6) der bubble (d.h. der sichtbaren dünnen H II-Region) ist abhängig von ρ_0 des ISM, der Windgeschwindigkeit V_{w}^2, der Massenverlustrate, hier

mit $dM_{\rm w}/dt$ bezeichnet und dem Sternalter t. Genauer kann man R_2 mit

$$R_2(t) = \left(\frac{250}{308\pi}\right)^{1/5} L_{\rm w}^{1/5} \rho_0^{-1/5} t^{3/5}$$

beschreiben. Abb. 2.6 rechts zeigt gut, wie die Dichte an dieser Stelle auf ihr Maximum ansteigt und die Temperatur sinkt. Am heißesten ist die bubble in ihrem Inneren, wo sie durch den Sternwind immer nachgeheizt wird und eine gute Quelle für Röntgenstrahlung ist. Diese Region steht dann auch unter Druck, der mit

$$p = \frac{7}{(3850\pi)^{2/5}} L_{\rm w}^{2/5} \rho_0^{3/5} t^{-4/5}$$

abgeschätzt werden kann. Weil diese innere Region heiß ist, ist die innere Energie E größer als die kinetische Energie. Die innere Energie $E \propto p$ oder

$$E = \frac{5}{11} L_{\rm w} t$$

Wie nun wirklich ein bubble aussieht, soll anhand eines Zahlenbeispiels kurz durchgerechnet werden. Ein typischer massereicher Hauptreihenstern verbringt $t = 10^6$ Jahre auf der ZAMS und besitzt ein $dM_{\rm w}/dt = 10^{-6} {\rm M}_\odot {\rm a}^{-1}$. Er hat im Durchschnitt ein $V_{\rm w} = 2000\,{\rm km\,s^{-1}}$ und damit eine mechanische Leuchtkraft von $L_{\rm w}$ =1.27 10^{36} $\rm erg\,s^{-1}$. Als typischer Wert der Teilchendichte des ISM wird $n_0 = 1\,{\rm cm}^{-1}$ angenommen. Abb. 2.6 (rechts) zeigt nun wie die bubble nach den 10^6 Jahren aussieht. Im innersten Bereich sieht man Region (a) oder den sich mit Überschall bewegenden Sternwind, dessen Dichte sich wie $n_{\rm w}(r) \propto r^{-2}$ verhält. Bei circa 6 pc wird der Wind geschockt. Dahinter liegt der Hauptanteil der bubble, Region (b), die aus dem heißen, geschockten, fast einheitlich dichten Wind besteht. Nach einer kleinen, wärmeleitenden Front bildet die Grenze zum ISM eine dünne und kühle shell von hoher Dichte bei circa 27 pc. Die Geschwindigkeit, mit der sich diese shell bewegt, errechneten die Autoren aus

$$V_2(t) \;=\; 16 n_0^{-1/5} L_{36}^{1/5} t_6^{-2/5}\,{\rm km\,s^{-1}}$$

wobei die Indizes anzeigen, daß $t_6 \equiv t/10^6$ Jahren und $L_{36} \equiv L_{\rm w}/10^{36} {\rm erg\,s^{-1}}$ verwendet werden. Für die Beispielsrechnung ergibt das eine shell-Geschwindigkeit von $17\,{\rm km\,s^{-1}}$, was auch einem typischen Wert für bubbles entspricht.

Es zeigt sich also, daß massereiche Sterne während ihrer Hauptreihenphase fast alle sehr leicht windgeblasene heiße bubbles formen können, die mit einem Radius von durchschnittlich 30 pc sehr groß sind. Je dichter das ISM ist, desto kleiner ist aber

die bubble, $R_2 \propto {n_0}^{-1/5}$! Die bubble wird durch eine leuchtende H II-Region oder, wenn sie dort nicht mehr heiß genug ist, durch einen H I-Ring sichtbar gemacht. Obwohl dieses Szenario für alle O-Sterne bubbles zeigen sollte, sind nur wenige Ringe um O-Sterne bekannt (Lozinskaya 1982 [63]; Chu 1991 [10]).
Da die Sterne noch nicht entwickelt sind, werden sie nicht angereichertes Material so wie das ISM verwenden, um die bubble zu formen. Demnach werden die bubbles interstellare Häufigkeiten haben, im Gegensatz zu Zirkumstellaren Hüllen um entwickelte Sterne, die angereicherte Häufigkeiten des Sterns zeigen. Deshalb werden diese bubbles um O-Sterne auch häufig *interstellare bubbles* genannt.

2.3.2 Zirkumstellare Hüllen um Sterne im Entwicklungsweg O $\rightarrow$ LBV $\rightarrow$ WR

Eine erste Modellierung wie sich das zirkumstellare Medium eines sehr massereichen Sterns durch Einwirkung von Wind verändert, lieferten García-Segura et al. (1996) [37]. Gerechnet wurde eine hydrodynamische Simulation für die Umgebung eines 60 $M_\odot$ Sterns, während seiner gesamten Entwicklung. Für eine genaue Beschreibung der Rechnung wird auf die zitierte Arbeit verwiesen.
Als Input für das Modell wurde ein Entwicklungsweg nach Langer et al. (1994) [61] analog zu Kapitel 2.2.2 gewählt, der in Abb. 2.7 dargestellt wird. Markierungen geben das Entwicklungsalter in 10^6 Jahren an. Die Massenverlustrate als Funktion der Entwicklungszeit stammt aus demselben Modell und zeigt Abb. 2.8 . Das Maximum entspricht der LBV-Phase.
In seiner Hauptreihenphase bildet der Stern zunächst, wie durch das Weaver et al. Modell beschrieben (Kapitel 2.3.1), eine windgeblasene bubble. Die Autoren wählen eine Umgebungsdichte des Interstellaren Mediums von 20 cm^{-3}, und dadurch entsteht am Ende der Hauptreihenphase eine bubble, die 50 pc groß ist. Ein mögliches Beispiel eines LBVs mit einer Hauptreihen bubble ist S Dor, aber wie später gezeigt wird, könnte auch HR Car eine solche bubble besitzen. Der Stern entwickelt sich weiter, startet das Wasserstoffschalenbrennen und tritt in die LBV-Phase ein. Im HR-Diagramm erreicht er das Humphreys-Davidson-Limit (siehe Kapitel 2.2.1) und wird auf die eine oder andere Weise instabil. Über die ganze Zeit hinweg erhöht er stark seine Massenverlustrate, bis sie in der aktive LBV-Phase das Maximum erreicht (Abb. 2.8). Im Gegensatz dazu erniedrigt sich die Windgeschwindigkeit von 2500 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ in der Hauptreihenphase auf circa 200 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ in der LBV-Phase, bevor sie in der Wolf-Rayet-Phase das Maximum von 3000 $\mathrm{km\,s^{-1}}$erreicht. Am Punkt maximalen Massenverlustes und minimaler Windgeschwindigkeit erfolgt die Umkehrung des Entwicklungsweges von der rotwärtsgerichteten zurück in die blaue Richtung.
Circa 2800 Jahre nach dem Einsetzen des Massenverlustes in der LBV-Phase beginnt die erste Wechselwirkung zwischen dem LBV-Wind und dem heißen, geschockten

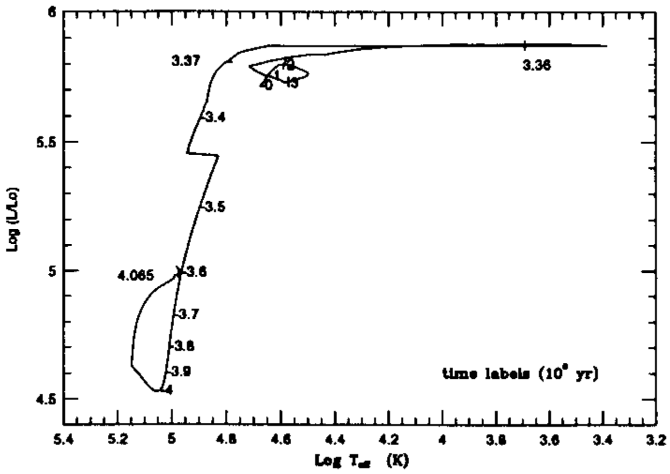


Abbildung 2.7: Entwicklungsweg eines Sterns mit einer Anfangsmasse von $60\,M_{\odot}$.

Gas der windgeblasenen bubble. Das Innere der bubble hat zu dieser Zeit eine einheitliche Dichte und stellt sich dem LBV-Wind entgegen, der dadurch komprimiert und Rayleigh-Taylor instabil wird. Wenn dieser erste LBV-Wind eine Entfernung von circa 8 pc erreicht hat, wird der Staudruck des Windes schwächer als der thermische Druck der bubble, und das heiße Gas der bubble fällt in Richtung auf den Stern zurück und erhöht die Instabilitäten. Durch den anhaltenden Massenverlust wird kontinuierlich weiter Materie an die Umgebung abgegeben und die Dichte des Mediums um den Stern erhöht. In der späteren LBV-Phase steigt die Geschwindigkeit des LBV-Windes wieder an und schiebt das Medium zu einer *shell* auf, die dann erstmals als LBV-Nebel sichtbar wird (siehe dazu auch Fig. 8 in García-Segura et al. 1996 [37]). Die Dichte der shell errechnen die Autoren auf circa $10^{-21.7}$ g cm^{-3} und ihre mittlere Expansionsgeschwindigkeit beträgt $240\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Zuletzt entwickelt sich der Stern zum Wolf-Rayet-Stern, und die Windgeschwindigkeit steigt drastisch an. Der schnelle, dünne WR-Wind formt ein heißes, geschocktes Gas um den Stern, welches wiederum die LBV-shell aufschiebt und auf $740\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ beschleunigt. Klumpungen und die vorher schon instabile Struktur der shell sorgen dafür, daß der WR die neue shell durchbricht und *blowouts* produziert.

Ring-Nebel um sehr massereiche Sterne findet man demnach insbesondere am Ende der LBV-Phase, sowie in der frühen WR-Phase. Der Rest des Windes und die bubbles mit heißem Gas während der Hauptreihenphase und der WR-Phase haben meist eine zu geringe Dichte, um sie zu detektieren.
Die gesamte kinetische Energie, die der Stern in seinem Leben durch den Wind ab-

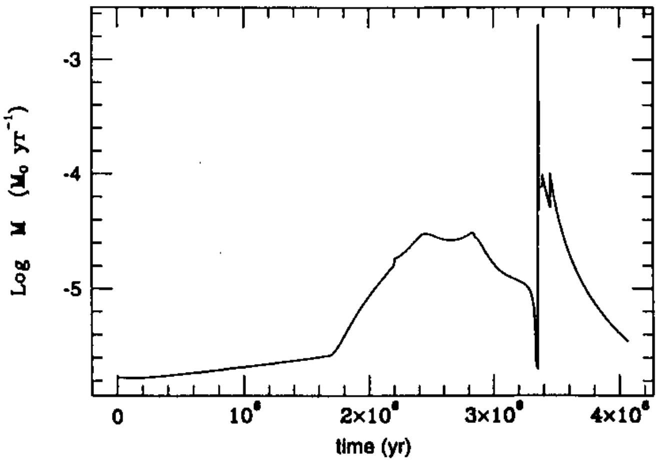


Abbildung 2.8: Massenverlust als Funktion der Entwicklungszeit eines Sterns von $60\,M_\odot$.

gibt, wurde hier mit $3.3\,10^{51}$ erg angegeben, was vergleichbar zur kinetischen Energie ist, die bei einer Supernova-Explosion abgegeben wird !
Neben den kinematischen Eigenschaften sind vor allem die Elementhäufigkeiten der LBV-Hülle ein gutes Hilfsmittel zu Diagnose der Zirkumstellaren Hüllen. Wie erwähnt, verändern sich während der Riesenphase die Elementhäufigkeiten dadurch, daß CNO prozessiertes Material durch Konvektion an die Oberfläche gelangt. Durch den Massenverlust und das Ausbilden der shells haben auch diese nicht mehr die normalen stellaren Anfangshäufigkeiten. So hat z.B die LBV-shell einen Heliumanteil von $Y_{\rm LBV} = 0.76$ und die WR-shell $Y_{\rm WR} = 0.84$. Die Autoren finden, daß ein Sternmodell mit ursprünglichen Massenanteilen von Stickstoff (N = 0.001), Kohlenstoff ($C = 3.5\ 10^{-3}$) und Sauerstoff (O = 0.01) während der LBV-Phase (und WR-Phase) Oberflächenhäufigkeiten dieser Elemente von N = 0.013, $C = 1.5\ 10^{-4}$ und $O = 5.7\ 10^{-4}$ aufweist. Dies bedeutet, daß **Stickstoff** um einen Faktor von **13** angereichert wurde. Diese Eigenschaft wird sich später in der Analyse als gutes Indiz für LBV-Nebel zeigen.

2.3.3 Zirkumstellare Hüllen um Sterne im Entwicklungsweg O $\rightarrow$ RSG $\rightarrow$ WR

Wie schon mehrfach erwähnt, verlieren alle massereichen Sterne einen Großteil ihrer Masse, bevor sie als Supernovae enden. Sterne $> 25\,M_\odot$ verlieren dabei über 50% der Anfangsmasse (Langer 1991 [59]; Maeder 1992 [67]) in verschiedensten Phasen und mit sehr unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten, ähnlich wie es im Kapitel zuvor

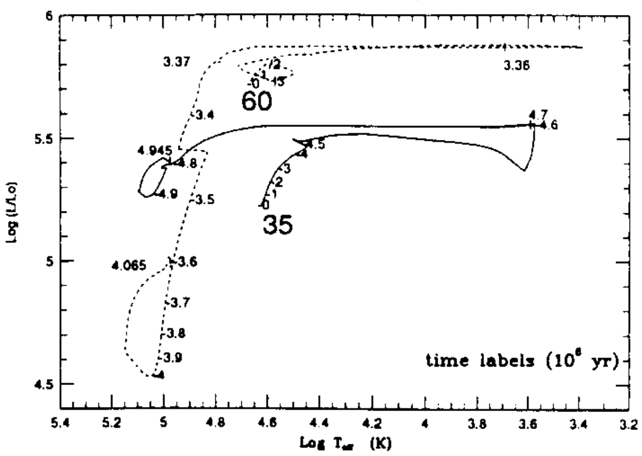


Abbildung 2.9: Entwicklungsweg für einen Stern von $35\,\mathrm{M}_\odot$. Zum Vergleich zeigt eine gestrichelte Linie nochmal den Weg eines $60\,M_\odot$ Sterns.

für LBV-Sterne gezeigt wurde. In analoger Weise zum Entwicklungsweg O-Stern - LBV - WR modellierten die Autoren auch den Fall für die nicht ganz so massereichen Sterne ($< 50\,\mathrm{M}_\odot$) und zeigten dadurch die Ausbildung von Zirkumstellaren Hüllen durch die Wind-Windwechselwirkung bei Sternen, die die Rote Überriesenphase durchlaufen und dann in den blauen Bereich des HR-Diagramms zurückkehren. Für eine genaue Beschreibung des Modells und der hydrodynamischen Rechnungen sei auf die Arbeit García-Segura et al. (1996) [36] verwiesen. Es folgt eine kurze Beschreibung des Entwicklungsweges und der Formation der Zirkumstellaren Hülle.

Exemplarisch wird hier ein Stern mit ursprünglich $35\,\mathrm{M}_\odot$ und solaren Häufigkeiten gerechnet ($Z = 0.02$). Der Entwicklungsweg wird in Abb. 2.9 skizziert (durchgezogene Linie), das Entwicklungsalter wurde wieder mit Balken in Einheiten von 10^6 Jahren angezeigt. Eine gestrichelte Linie zeigt die Entwicklung eines $60\,\mathrm{M}_\odot$ Sterns zum Vergleich. Das Entwicklungsmodell beginnt mit dem Stern auf der ZAMS und endet mit dem Silizium Kernbrennen, das unmittelbar vor der Supernova-Explosion einsetzt. Der Stern hat auf der Hauptreihe einen Massenverlust von etwa 3-10 $10^{-7}\mathrm{M}_\odot \mathrm{a}^{-1}$ (Abb. 2.10) und eine Windgeschwindigkeit von circa $3000\,\mathrm{km\,s}^{-1}$. Die Hauptreihenphase dauert fast 4.5 10^6 Jahre in der der Stern $2.5\,\mathrm{M}_\odot$ verliert. Während dieser Phase nimmt die Massenverlustrate leicht zu (Abb. 2.10) und die Windgeschwindigkeit leicht ab. Danach entwickelt sich der Stern schnell weiter und wird zum Roten Überriesen, was er für 2.5 10^5 Jahre bleibt. In dieser Zeit wird der Sternwind viel dichter und langsamer. Mit nicht einmal $100\,\mathrm{km\,s}^{-1}$ und einer Massenverlustrate von fast 10^{-4} $\mathrm{M}_\odot \mathrm{a}^{-1}$ verliert der RSG ganze 18.6 $\mathrm{M}_\odot$ während

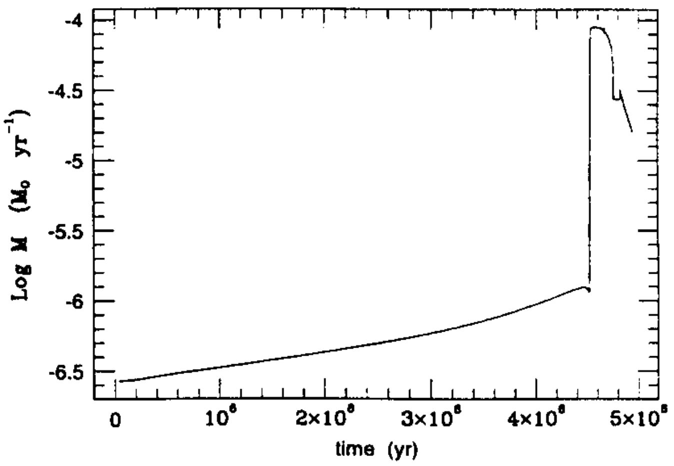


Abbildung 2.10: Massenverlust als Funktion der Entwicklungszeit für einen 35 $M_{\odot}$ Stern.

dieser kurzen Zeit. Mit 4.755 10^6 Jahren erreicht der Stern als Wolf-Rayet-Stern wieder die blaue Seite im HR-Diagramm und erhöht wieder seine Windgeschwindigkeit auf 2000 $\mathrm{km\,s^{-1}}$. Der Massenverlust ist geringer als in der Roten Überriesenphase, aber dennoch viel höher als in der Hauptreihenphase und beläuft sich auf etwa 2-3 $10^{-5}\,M_{\odot}a^{-1}$. Nach dem Durchlaufen mehrerer WR-Phasen (durch Oberflächenhäufigkeiten in WC, WN usw. unterschieden) endet das Leben des Sterns mit etwa 9.2 $M_{\odot}$.

Diese Entwicklung zeigt, wie der Stern durch den Wind und den starken Massenverlust seine Umgebung beeinträchtigen kann. Wie bei den ganz massereichen Sternen bläst auch er während der Hauptreihenphase seine windblown bubble (siehe dazu Kapitel 2.3.1). Für dieses Modell wurde eine Dichte des ISM mit ρ_0=20 $\mathrm{cm^{-3}}$ angenommen, so daß am Ende der Hauptreihenphase eine bubble mit 36 pc Radius entsteht (Kühlung wurde dabei mitbeachtet). Da die Windgeschwindigkeiten unsicher sind, wird für die RSG Zeit das Modell mit zwei verschiedenen Geschwindigkeiten gerechnet, eine schnelle mit $v_{\mathrm{RSG}} = 75\,\mathrm{km\,s^{-1}}$und eine langsame mit $v_{\mathrm{RSG}} = 15\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Daraus ergeben sich zwei verschiedene Radien der shell, die aus dem RSG-Wind entsteht. Für den schnellen Wind erreicht die shell eine Größe von 10 pc, für den langsamen Wind nur 3 pc.
Wenn der Stern vom Hauptreihenstern zum RSG wird, steigt die Dichte des Windes, während seine Geschwindigkeit fällt. Dardurch wird der Staudruck $P = \rho v_{\infty}^2$ insgesamt erniedrigt. Die bubble, die während der Hauptreihenphase entstand, und bisher im Kräftegleichgewicht zwischen Staudruck vom Stern und dem eigenen thermischen Druck stand, verliert durch das Absenken des Staudrucks ihre unterstützende

Kraft. Es kommt zum Kollaps und nach einigen Oszillationen zur Ausbildung eines neuen, stabilen Zustandes. Hier ist dann der Staudruck des RSG-Windes wieder im Gleichgewicht mit dem thermischen Druck, den die windblown bubble aus der Hauptreihenphase erzeugt. Dadurch, daß der RSG-Wind sehr dicht ist, kommt es zur Ausbildung eines radiativen Schocks, mit sehr geringen Post-Schock Temperaturen und sehr hohen Post-Schock Dichten. Ein Effekt davon ist, daß die RSG-shell sehr dünn wird. Im Gegensatz zu den LBV-shells ist sie aber stabil. Ihre Größe hängt, wie in den Rechnungen gezeigt, insbesondere von der Windgeschwindigkeit ab, da von ihr der Druck und damit die Position des neuen Gleichgewichtszustandes abhängt. Mit Beginn der WR-Phase schiebt der schnelle WR-Wind die gesamte Materie auf und formt die WR-shell. Die Eigenschaften dieser shell hängen wieder vom ursprünglich angenommenen Wert von $v_{\rm RSG}$ ab. Die Expansionsgeschwindigkeit der WR-shell ist umso schneller, je kleiner die Dichte der RSG-Windes war und je höher dessen Geschwindigkeit.

Für den Fall des schnellen RSG-Windes bewegt sich die neue WR-shell mit etwa $590\,{\rm km\,s^{-1}}$. Wenn die WR-shell weiter nach außen wandert, trifft sie auf die RSG-shell und erhöht ihre Dichte in einer Kollision mit dieser. Dies hat eine Temperaturerhöhung und das Anregen von verbotenen Linien wie z.B [O III] zur Folge. Die Dicke der WR-shell wird kleiner, und es bleibt ein kleiner Ring mit starker Randaufhellung.

Für den Fall des langsamen Überriesenwindes wird auch die WR-shell langsamer mit circa $190\,{\rm km\,s^{-1}}$. Auch wird die WR-shell hier instabil, weil sie wesentlich dünner ist. Bei der Kollision mit der RSG-shell kommt es zum plötzlichen Aufhellen des Rings und einem Anstieg der Dichte. Die Expansion wird auf $100\,{\rm km\,s^{-1}}$verlangsamt, dichte Klumpen in der shell überrennen diese und formen blowouts.

Im Vergleich zu den Zirkumstellaren Hüllen der Sterne, die die LBV-Phase durchlaufen, ergeben sich hier zwei Unterscheidungsmerkmale. Zum einen weisen Nebel aus der Post-LBV-WR-Phase eine andere Form der kleinskaligen Strukturen auf (mehr Instabilitäten, Klumpungen ...) als die aus der Post-RSG-WR Sequenz. Der zweite entscheidende Unterschied folgt aus den Häufigkeiten. Nebel aus der Post-RSG-WR-Phase zeigen eine geringere Veränderung der Elemente als solche der Post-LBV-WR-Phase. Der Helium Massenanteil in Post-RSG-WR-Hüllen beträgt 35-40%, und die Anreicherung (und Abreicherung) der Elemente des CNO-Zyklus ist weniger stark. So wird Kohlenstoff um einen Faktor 2 und Sauerstoff um 1.5 abgereichert, die Erhöhung des **Stickstoff**s ist nur **3**-fach, im Unterschied zum Faktor 13, bei den LBVs. Dieser starke Unterscheid der Erhöhung der Häufigkeit für Stickstoff liefert ein gutes Mittel zur Unterscheidung des Entstehungsmechanismus des Nebels.

Kapitel 3

η Carinae und der Homunkulus

3.1 Der Stern η Car und der Carina-Nebel

Der Stern η Carinae, in älterer astronomischer Literatur wird er auch noch mit η Argus bezeichnet, ist Mitglied des offenen Sternenhaufen Trumpler 16 (Feinstein et al. 1973 [34]; Thé et al. 1980 [105]; Cudworth et al. 1993 [17]), der wiederum in den Carina-Nebel (NGC 3372) eingebettet ist. Dieser Nebel ist eine der größten zusammenhängenden H II-Regionen in unserer Galaxis und liegt am äußeren Rande des Sagittarius-Carina Spiral-Arms der Milchstraße. Die Ausdehnung der gesamten Region am Himmel beträgt mehr als $3^\circ \times 3^\circ$ und hat eine hohe Flächenhelligkeit, so daß der Nebel schon mit bloßem Auge am Südhimmel gut erkennbar ist. Bei einer ungefähren Entfernung von 2.5 kpc (Thé et al. 1980 [105]; Tapia et al. 1988 [99]) ist der Nebel demnach etwa 130×130 pc groß. Abb. 3.1 (links) zeigt den gesamten Nebel (aus Marlin 1993 [71]) sowie den zentralen Kern des Nebels (Abb. 3.1 rechts) aus einer CCD-Aufnahmen dieser Diplomarbeit. Diese Zentralregion, ausgezeichnet durch ihre Form, erhielt auch entsprechend den Namen *Keyhole Nebula* (dt.: Schlüsselloch-Nebel). Dunkelwolken, gemischt mit durchsichtigen Regionen, sowie von verschiedensten Richtungen angestrahlte und reflektierende Wolken verleihen diesem Nebel diese außergewöhnliche und dreidimensional wirkende Struktur. Am südöstlichen Rand des Keyhole-Nebels liegt auch der Stern η Car.
Der Carina-Nebel enthält 8 junge offene Haufen mit insgesamt mindestens 64 Sternen des Typs O. Die größten Haufen sind neben Trumpler 16 noch Trumpler 14 und Collinder 228, alle nur wenige 10^6 Jahre alt. Mindestens 6 O3-Sterne mit fast $100\,M_\odot$ und mehrere Wolf-Rayet-Sterne deuten auf eine Region mit ungewöhnlich vielen massereichen Sternen hin. Die Region ist damit die zur Zeit O3-Stern reichste Gegend in der Milchstraße. Eine ausführliche Untersuchung aller Haufen im Carina-Nebel sowie weitere Literatur dazu findet man bei Feinstein (1995) [33]. Die gesamte Region zeigt typische Eigenschaften einer aktiven H II-Region mit noch laufender Sternentstehung (Megeath et al. (1996) [78]) und wurde von unzähligen Autoren in

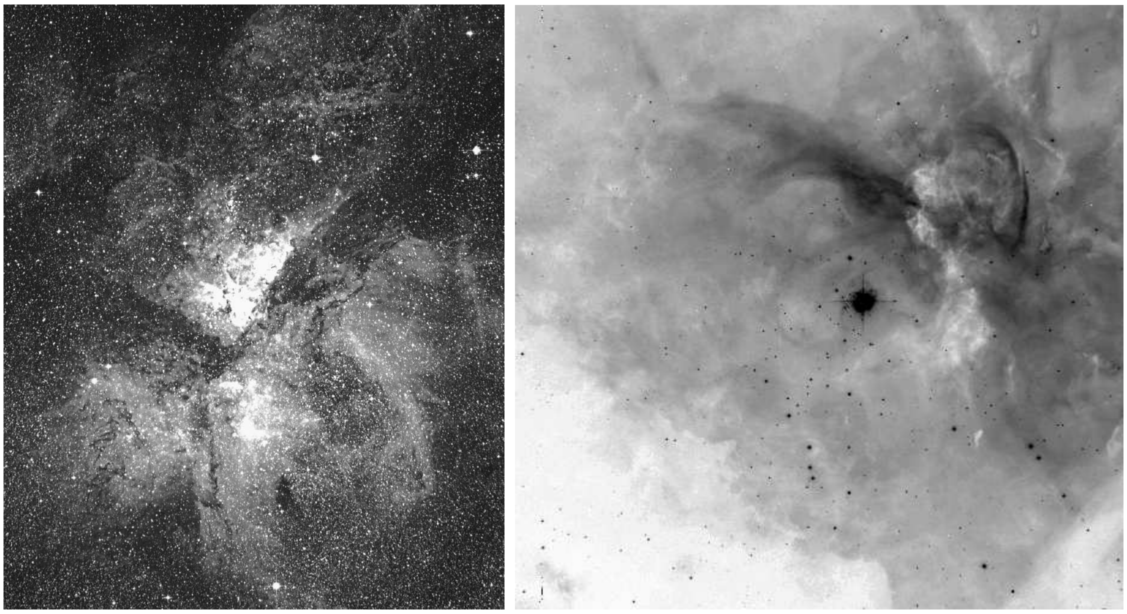


Abbildung 3.1: Links: Ein Großteil der Carina-H II-Region NGC 3372. Für beide Bilder gilt oben ist Norden und links ist Osten. Rechts: Hier ist invertiert dargestellt der Zentralbereich von NGC 3372 mit dem Keyhole-Nebel. Der ausgedehnte schwarze Punkt östlich des Keyholes ist der Stern η Car und sein Nebel.

den verschiedensten Wellenlängenbereichen untersucht. Aus Platzgründen sei hier nur auf die Arbeit von Deharveng & Maucherat (1975) [25] verwiesen. Hier wird in sehr anschaulicher Weise eine optische Untersuchungen des Zentralbereiches durchgeführt und eine interessante kinematische Studie gemacht, die ein Indiz dafür liefert, daß für die zentralen Bewegungen des Nebels der Stern η Car verantwortlich sein könnte.

Der Stern η Carinae wurde erstmals im Jahr 1677 vom englischen Astronomen Edmont Halley als durchschnittlicher Stern 4^{m} im Sternbild Carina (früher Argus genannt) notiert. Erst im Jahrhundert darauf wurden erste Helligkeitsschwankungen erkannt, eine Gesamterhöhung der visuellen Helligkeit auf 2^{m} findet Lacaille im Jahre 1752. Schon 20 Jahre später wird die Helligkeit wieder mit $4\text{-}6^{\mathrm{m}}$ angegeben. 1822 erhöhte der Stern wieder auf 2^{m}. Eine gute Zusammenstellung dieser historischen Lichtkuve findet man in Gratton (1963) [41]. Ab 1822 wurde der Stern häufiger beobachtet, so daß eine zusammenhängende Lichtkurve erstellt werden konnte. Abb. 3.2 zeigt die Lichtkurve im letzten Jahrhundert , zusammengestellt aus mehreren Beobachtungen. Dabei stehen die einzelnen Symbole für die verschiedenen Aufzeichnungen: Schwarze Punkte: Innes (1903) [51], Dreiecke: Kulczycky Daten, beschrieben in Polcaro & Viotti (1993) [85], Kreuze: Tebbutts Daten, beschrieben in Feast et al. (1994) [32], Kreise: Hoffleit (1933) [44], s: Scullys Beobachtung siehe dazu Innes

(1903) [51]. Eine gute Übersicht über die Lichtkurve in dieser Zeit bietet die Arbeit von Innes (1903) [51] sowie Viotti (1995) [115] aus dem auch Abb. 3.2 entnommen wurde. Viotti teilt hier die Lichtkurve in 3 Phasen ein, der *bright phase* (1822 - 1856), dem *big fading* (1856-1870) und der *low luminosity phase* (1870-heute). Nachdem Eta Car ursprünglich ein Stern geringer Helligkeit war, erfuhr er Anfang 1800 einen drastischen Anstieg, bis hin zu einer Helligkeit von -1^{m}, die er 1843 erreicht. Damit wurde er zum zweithellsten Stern am Südhimmel, nach Sirius. Danach erfolgte ein steiler, fast exponentieller Abfall der Helligkeit zurück auf 7-8^{m}(1880). Eine große Anzahl von Veröffentlichungen wurden seither über die Lichtkurven und Helligkeitsschwankungen von Eta Carinae gemacht, als Beispiel seinen hier neben den oben erwähnten noch van Genderen & Thé (1984) [109]; van Genderen et al. (1995) [112]; Sterken et al. (1996) [98] und Damineli (1996) [18] erwähnt. Heute wird Eta Car mit einer wieder leicht erhöhten visuellen Helligkeit von circa m_{v}=$6\overset{\mathrm{m}}{.}2$ angegeben und scheint weiter anzusteigen (Humphreys priv. com.).

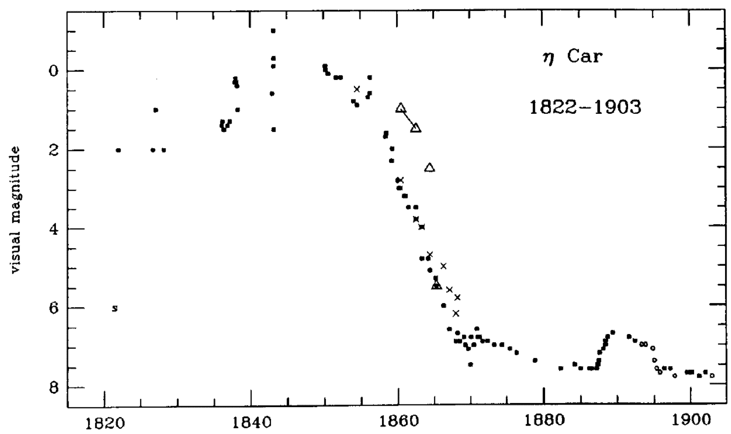


Abbildung 3.2: Historische Lichtkurve von η Car zwischen 1822-1903, die unterschiedlichen Markierungen deuten auf Beobachtungen verschiedener Gruppen hin und werden im Text näher erklärt.

Neben den historischen Aufzeichnungen der Helligkeit geben auch Zeichnungen der Umgebung des Sterns Aufschluß über das ungewöhnliche Ereignis das um 1840 stattfand. Sir John Herschel hielt sich in der Zeit zwischen 1834 und 1838 in Kapstadt auf und fertigte sehr detaillierte Zeichnungen seiner Beobachtungen an. So notierte er auch den Ausbruch von η Car, der zum starken Helligkeitsanstieg führte. Abb. 3.3 (links) zeigt seine historische Zeichung des Keyhole-Nebels und östlich davon den aufhellenden Stern. Es stellte sich heraus, daß die Aufzeichungen des Keyhole-Nebels, die Herschel machte, sich von späteren Aufzeichnungen derselben Region unterschieden (z.B. Zeichnungen von MacGregor 1870), besonders stark zeigte sich der Unterschied im Süden des Nebels (siehe dazu Malin 1987 [70]). Dieser Teil des

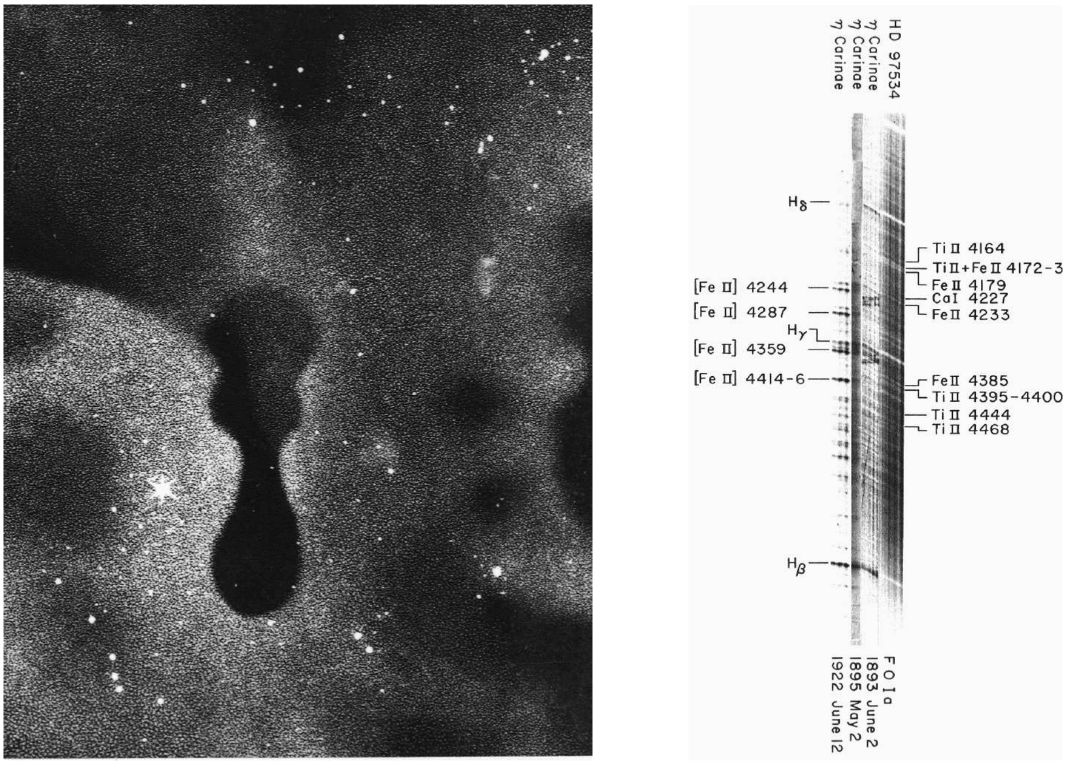


Abbildung 3.3: Links: Eine Zeichnung von Sir J. Herschel die erstmals 1847 veröffentlicht wurde und die den Keyhole-Nebel sowie η Car um 1834-8 zeigt. Rechts: Drei frühe Spektren von η Car.

Nebels zeigte zu Herschels Zeiten eine scharfe Kante (Abb. 3.3 links) und bildet die typische Form eines Schlüssellochs. Spätere Aufzeichnungen aber notierten keine Kante im Süden und die charakteristische Form des Schlüssellochs zeigt sich nur im nördlichen Teil, im Süden läßt sich der geschlossene Bogen nur erahnen (vgl. Abb. 3.1 rechts). Diese Aufzeichnungen zeigen, wie stark die Helligkeitsveränderung von Eta Car Einwirkung auf das Aussehen des nahgelegenen Nebels hatte. Einen guten Eindruck über die historische Veränderung des Nebels erhält man bei Gratton (1963) [41] sowie bei Malins (1987) [70], (1993) [71]. In letzterem vergleicht der Autor die historischen Zeichnungen miteinander und macht einen eindrucksvollen overlay mit echten Aufnahmen.

Mit dem Aufkommen von Spektrographen konnte η Car Ende des 19. Jahrhunderts auch spektroskopiert werden. Die älteste belegte Aufzeichnung stammt von Le Sueur aus dem Jahre 1870. Er beobachtete das Spektrum visuell und machte detaillierte Aufzeichnungen dazu. Danach waren die Emissionslinien Hα, He I λ5876, Fe II $\lambda\lambda$5169 und 5018 sowie Hβ gut zu erkennen. Zwischen 1892-1903 wurden dann die ersten Photoplatten zur Aufzeichnung von Spektren von η Car verwendet. Mit dem *Harvard objective prism* wurden in der Zeit etwa 40 Aufnahmen angefertigt (Analyse dazu siehe Hoffleit (1933) [44]; Whitney (1952) [127] ; Walborn & Liller (1977) [118]). Die besten Spektren, eines vom 2.Juni 1893 und eines vom 2.Mai 1895, sind in Abb. 3.3 rechts wiedergegeben und wurden aus Walborn & Liller (1977) [118] entnommen. Besonders interessant ist das Spektrum von 1893, das ein starkes Absorptionslinien-Spektrum wiederspiegelt und kaum Emissionslinien zeigt. Das Spektrum von 1893 kann man als *frühen F Typ* klassifizieren, ein Vergleichsspektrum eines F0-Sterns zeigt ebenfalls Abb. 3.3 rechts. In alle späteren Spektren, z.B. auch in den in Abb. 3.3 dargestellten Spektren von 1895 und 1922, änderte sich das Bild, das Kontinuum erhöhte sich und ein reines Emissionslinienspektrum entstand. Außer in den sogenannten *shell* Episoden (siehe Damineli 1995 [20]), blieb das Spektrum bis heute gleich. η Car zeigt ein reiches Emissionslinienspektrum in allen Wellenlängen. Optische Untersuchungen dieses Jahrhunderts gibt es von Thackeary (1953) [102], (1967) [104]; Viotti (1968) [113] sowie Zanella et al. (1984) [128]. Des weiteren gibt es eine große Anzahl an spektralen Untersuchungen anderer Wellenlängenbereiche. Literatur dazu kann aus Viotti (1995) [115] entnommen werden. Ein erstes HST-Spektrum mit dem Faint Object Spektrograph (FOS) wurde von Davidson et al. (1995) [23] untersucht. Die Hauptmerkmale des Spektrums von η Car heute sind eine große Anzahl Fe II-Linien in allen Bereichen, verschiedenste neutrale atomare Linien (Na I, O I, Fe I) und hochionisierte Linien wie [Fe III], [Ne III], N III], C IV, He II und N V (siehe dazu auch Viotti 1995 [115]).

3.2 Der Homunkulus-Nebel

Nach all diesen Charakteristika erweiterte sich das Bild von η Carinae erst wieder 1938 mit der Entdeckung eines kleinen Nebels unmittelbar um den Stern. In diesem Jahr entdeckte van den Bos [107], was er als '*Nebel-Halo*' um Eta Car bezeichnete und das später unabhängig auch von Gaviola (1946) [38], (1950) [39] und Thackeray (1949) [100], (1950) [101] gefunden wurde. Eine der besten frühsten Aufnahmen und eine detailierte Beschreibung dazu liefert die Arbeit von Gaviola (1950) [39]. Eine Isophotenkarte des Nebels aus dieser Arbeit zeigt Abb. 3.4 links . Die eigenartige Form des Nebels assozierte der Autor mit dem Aussehen eines 'Manikins' oder *Homunkulus* (kleines Männchen). Der Begriff Homunkulus-Nebel ist heute noch gebräuchlich.

Schon im Jahre 1946 zeigte Gaviola, daß der Nebel mit einer Rate von Hundertsteln einer Bogensekunde pro Jahr expandieren würde. Detailliertere Messungen kamen im Jahre 1958 von Ringuelet. Eine gute Zusammenstellung der frühen Arbeiten zur Expansion des Nebels findet man bei Gratton (1963) [41]. Die gefundenen Geschwindigkeiten schwanken von Autor zu Autor stark, da sie von der angenommenen Entfernung zu η Car abhingen, die damals zwischen 1.7 und 2.7 kpc angesetzt wurde. Eine Serie mehrere Arbeiten zur Bestimmung der Eigenbewegung des Homunkulus

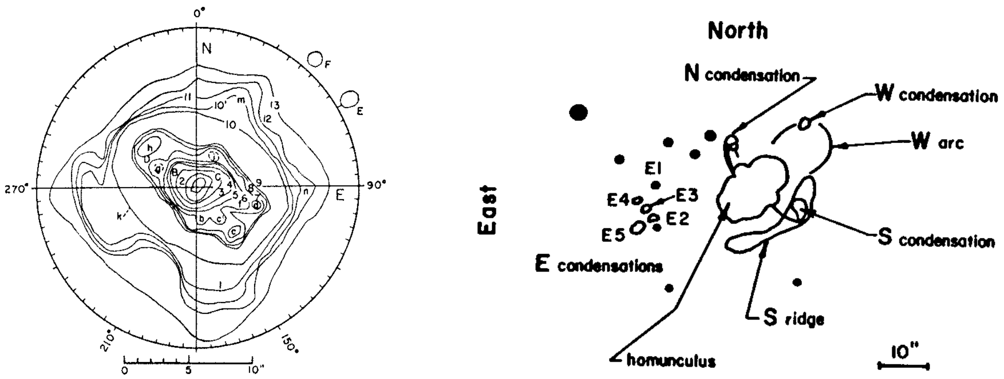


Abbildung 3.4: Links: Eine frühe Darstellung des Homunkulus, hier als eine Isophoten Karte von Gaviola (1950) Rechts: Spätere Darstellung der größeren Umgebung um den Homunkulus. Diese, die Nomenklatur definierende Zeichnung von Walborn (1976), wird zum Teil noch heute verwendet, um einige Gebiete zu benennen.

begann 1976 (Walborn 1976 [116]; Walborn et al. 1978 [119]; Walborn & Blanco 1988 [120]). Unter Verwendung von Photoplatten, die zwischen 10-15 Jahren Altersunterschied besaßen, wurde die Tangentialgeschwindigkeit einzelner Strukturen des Nebels bestimmt, sie betrugen zwischen $280\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und $1360\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Zur besseren Orientierung wurde dazu eine neue Nomenklatur (eine ältere Nomenklatur erfolgte durch Gaviola, siehe Isophotenkarte Abb. 3.4 links) der größten Strukturen des Nebels eingeführt. Abb. 3.4 rechts zeigt eine Skizze des Homunkulus mit der Nomenklatur nach Walborn (1976) [116], die heute noch verwendet wird.
Mit dem Aufkommen der Langspalt Spektroskopie wurde es dann Ende der achziger Jahre erstmals möglich, größere Bereiche des Nebels auf radiale Geschwindigkeiten hin zu untersuchen. Arbeiten, die auf dieser Methode basieren, sind Meaburn et al. (1987) [74], Meaburn et al. (1993) [75], Meaburn et al. (1993) [76], Meaburn (1994) [73] und Meaburn et al. (1996) [77]. Die dort gefundenen Radialgeschwindigkeiten für Teile des Homunkulus liegen zwischen $250\,\mathrm{km\,s^{-1}}$und $-610\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Die Arbeit aus dem Jahre 1996 zeigt insgesamt höhere Geschwindigkeiten, von $450\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bis $-1200\,\mathrm{km\,s^{-1}}$(eventuell auch $-1450\,\mathrm{km\,s^{-1}}$). Spektroskopische (Hillier & Allen 1992 [43]; Damineli Neto et al. 1993 [19]) und Fabry-Perot Messungen (Walborn et al. 1991 [121]) unterstützen die Langspalt Messung.
Die letzte große Neuerung bezüglich des Homunkulus kam mit den ersten Aufnahmen des *Hubble Space Telescops* (HST). Erstmals wurde der Nebel gut aufgelößt und seine geometrische Form war klar zu sehen. Die unregelmäßige Form, die bodengebundene Teleskope wiedergaben, entpuppte sich durch das HST als bipolarer Nebel. Abb. 3.5 zeigt eine 4 Sekunden Aufnahme des HST mit einem Hα Filter (F656N), das Bild ist $45'' \times 45''$ groß.

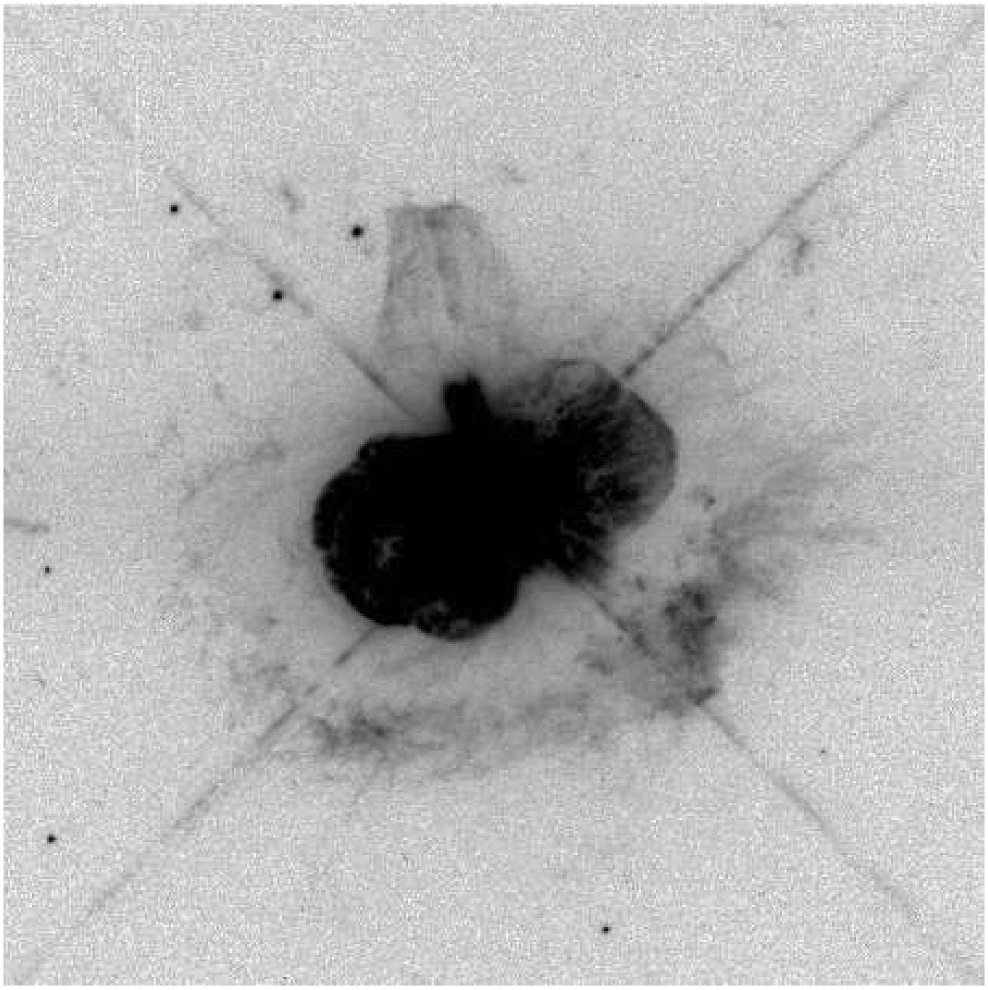


Abbildung 3.5: Hα-Aufnahme (Filter F656N) des Hubble Space Telescops des Homunkulus. Erstmal aufgelöst zeigt sich die bipolare Struktur des Nebels.

So ungewiß wie das Aussehen des Nebels, war lange auch dessen Ursprung. Erklärungsversuche dazu waren die eines massereichen Vorhauptreihensterns (Gratton 1963 [41]), einer langsamen Supernova (Thackeray 1956 [103]; Ostriker & Gunn 1971 [81]), eines massiven OB-Sterns (Davidson 1971 [21]), einer akkretionsgetriebenen Quelle (Bath 1979 [3]), eines Doppelsternsystems massereicher Sterne (Warren-Smith et al. 1979 [122]), eines binär Systems von F Typ Hypergiants (Viotti et al. 1989 [114]), eines Mehrfachsystems mit 4 Sternen (Weigelt & Ebersberger 1986 [124]) und sogar ein Modell, das eine Punktquelle kosmischer Strahlung, eingebettet in Staub, annimmt (Borgwald & Friedlander 1993 [6]), wurden vorgeschlagen und diskutiert.
Heute gilt der Stern η Carinae als LBV, der Homunkulus als LBV-Nebel, der durch Abgeben der Sternhülle entstand (Kapitel 2.2). Der Stern hat eine enorme Leuchtkraft von $10^{6.6}$ $L_{\odot}$ und ist einer der massereichsten Sterne, die man kennt (100-

120 $M_\odot$). Seine Lage im HR-Diagramm zeigt Abbildung 2.4.

3.3 Datenaufnahme und Reduktion

Zur Analyse des LBV-Nebels um den Stern η Carinae wurden verschiedene Datensätze aufgenommen und ausgewertet. Die Daten bestanden aus spektroskopischen Aufnahmen, CCD-Imaging und Archiv Daten des *Hubble Space Telescope* (HST). Es folgt eine kurze Beschreibung der einzelnen Datensätze, der Reduktion und der Gerätekonfiguration des jeweils verwendeten Teleskops.

3.3.1 Imaging

Mit dem 0.9m Teleskope des Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) wurden CCD-Aufnahmen von η Car und dem Keyhole-Nebel im Januar 1996 von mir gemacht. Das Teleskop wurde dazu im *imaging-mode* verwendet, das Gesichtsfeld (field of view, FOV) betrug $13\overset{\prime}{.}5\times13\overset{\prime}{.}5$. Es wurde ein schmallbandiger Hα Filter verwendet, dessen Zentralwellenlänge bei 6563 Å lag, die Filterbreite betrug 75 Å. Mit dieser Filterbreite beinhaltete der Filter auch die verbotenen Stickstoff-Linien bei λ6548 Å und λ6583 Å. Die Belichtungszeiten variierten zwischen 0.1 und 60 Sekunden, um den gesamten dynamischen Helligkeitsbereich abzudecken und helle Sterne (insbesondere Eta Car) nicht zu saturieren. Neben den Hα-Aufnahmen wurden Bilder in breitbandigen R und B Filtern angfertigt. Das seeing war sehr gut und betrug $0\overset{\prime\prime}{.}8$. Zur Detektion wurde ein 2048$\times$2048 Tek2K CCD Chip verwendet auf dem 1 Pixel etwas $0\overset{\prime\prime}{.}4$ entsprach.

Neben den eigentlichen Bildern wurden die üblichen Korrekturframes aufgenommen: skyflats, bias und Standartfelder. Die Erhöhung des Signals durch die elektronische Verstärkung wurde durch Verwendung eines overscan-Bereiches korrigiert. Da die elektronische Verstärkung nicht immer einheitlich über dem gesamten Chip ist, wurde zusätzlich ein bias frame angefertigt mit dem Inhomogenitäten der Signalerhöhung durch die Verstärkerelektronik korrigiert wurden. Der bias frame wurde von allen Bildern abgezogen. Dann muß noch bezüglich der Detektionsempfindlichkeit der einzelnen Pixelelemente korrigiert werden. Dazu werden skyflats oder domeflats verwendet. In unserem Falle waren es skyflats, d.h. Aufnahmen des Teleskops eines homogen angestrahlten Himmels in der Dämmerung. Bereiche erhöhter count-Zahl in einem skyflat sind dann darauf zurückzuführen, daß die Pixel eine unterschiedliche Empfindlichkeit besitzen. Durch das Dividieren der Bilder durch die skyflats wurden zusätzlich auch Einflüsse wie Staub, Wassertropfen oder anderer Schmutz und Schaden auf Filtern von den Bildern behoben. Die Standartfelder wurden routinemäßig für eine eventuell später benötigte photometrische Kalibration aufgenommen. Die gesamte Datenreduktion erfolgte in IRAF .

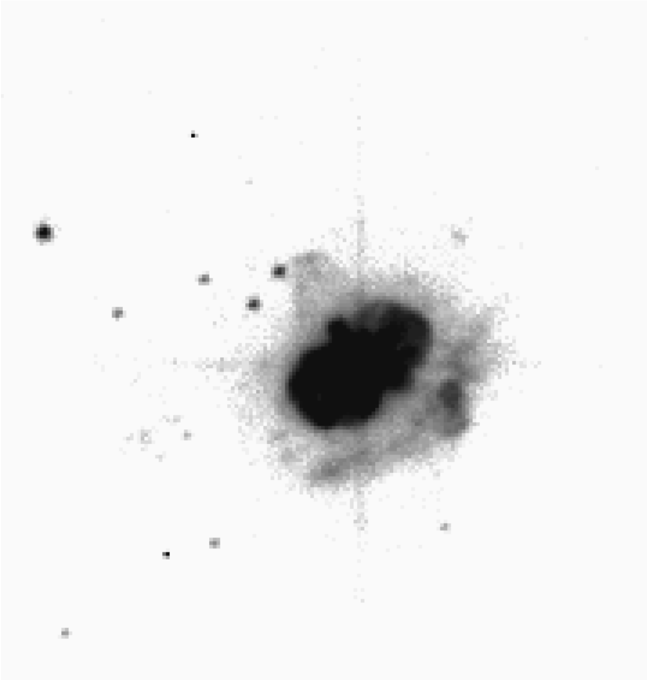


Abbildung 3.6: Aufnahme von η Carinae mit dem 0.9m Teleskop des CTIO bei einem seeing von $0\farcs8$. Norden ist oben, Osten links.

Nachdem die Bilder korrigiert waren, wurden alle Bilder eines Filters kombiniert, um ein besseres Signal zu Rauschen zu erhalten. Ein Hα-Bild des gesamten Bereiches zeigt Abb. 3.1 rechts. Abbildung 3.6 zeigt den Bereich um η Carinae. Durch das gute seeing ist der Homunkulus vollständig zu erkennen.

3.3.2 Echelle-Spektroskopie

Für die kinematische Analyse wurden Langspalt-Spektren verwendet. Der Nebel um den Stern η Carinae wurde am Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) mit dem Echelle-Spektrographen des 4 Meter Teleskops aufgenommen. Die hochaufgelöste Spektroskopie erfolgte mit einem f/7.8 Ritchey-Chretien Fokus und einem Hα Filter (Zentralwellenlänge 6563 Å, Breite 75 Å) vor dem Spalt. Der cross-disperser wurde durch einen flachen Spiegel ersetzt, durch diese Apparatur wurde erreicht, daß aus den vielen Ordnungen des Echelle-Spektrums lediglich eine mit der Zentralwellenlänge von Hα herausselektiert wurde. Die Spektren enthielten somit die Hα-Linie, sowie zwei verbotene [N II]-Linien bei λ6548Å und λ6583Å. Als Gitter wurde das mit 79 l mm^{-1} ausgewählt, und als Kamera diente die long focus red camera, deren Empfindlichkeit besser im roten Spektralbereich ist, sowie ein 2048×2048 Tek2K CCD. Auf diesem CCD betrug die Pixelgröße in der Dispersionsachse 0.08 Å was an der Stelle der Hα-Linie einer Geschwindigkeit von 3.75 km s^{-1} entspricht. In der räumlichen Achse entsprach 1 pixel $0\farcs26$. Die gesamte räumliche Länge des Spaltes wurde durch vignetting[1] auf circa $4'$ begrenzt. Die Spaltbreite betrug 250μm ($= 1\farcs64$ am Himmel) und die instrumentelle Halbwertsbreite (full width of half maximum, FWHM) war an der Stelle der $H\alpha$-Linie $14\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Zur Wellenlängeneichung der Spektren wurden mehrfach Thorium-Argon Vergleichslampenspektren aufgenommen. Zur Verbesserung der Eichung dienten auch einige Himmelslinien, die auf den Spektren zu sehen sind. Himmelslinien sind Emissionslinien, die in der Erdatmosphäre entstehen und als guter lokaler Wellenlängen-Referenzpunkt gelten. Da alle Spektren durch die optischen Abbildungseigenschaften an einer leichten Verzerrung leiden, dienen die Vergleichslampen und die Aufnahmen von Sternspektren auch zur Korrektur dieses Abbildungsfehlers.

Von η Carinae wurden insgesamt 34 Spektren aufgenommen. Die Beobachtung führte ich am 8. und 9. Januar 1996 durch. Das seeing während der beiden Nächte betrug circa $2''$, das Wetter war nicht photometrisch. Für alle Aufnahmen wurde der Spalt so gedreht, daß er genau entlang der langen Hauptachse des Homunkulus-Nebels verlief. Dies entsprach einem Positionswinkel[2] des Spaltes von $132°$.

Da η Carinae selber ein zu helles und ausgedehntes Objekt ist, wurde zur besseren Orientierung und Positionierung der nach Thè et al. klassifizierte Stern #66 in Trumpler 16 verwendet (siehe Fig.2 in Thé et al. 1980 [105]) und als Referenzstern gewählt.

An der Position des Referenzsternes wurde dann die erste Aufnahme gemacht. Alle weiteren Bilder erfolgten, indem das Teleskop jeweils einen offset von $2''$ nach Süden fuhr. Dadurch wurde ein vollständiges mapping über den Homunkulus-Nebel erreicht. Ebenso wurden noch 4 weitere Aufnahmen nördlich des Referenzsternes gemacht. Durch einen offset-Fehler des Teleskops in der zweiten Nacht ergab sich eine Verschiebung der Daten von der ersten zur zweiten Nacht um $1\farcs4$. Die Belichtungszeiten lagen zwischen 5 und 180 Sekunden.

Die Datenreduktion erfolgte in IRAF mit dem Programmpaket des NOAO für zweidimensionale Spektren und Langspaltspektren. Zunächst wurden alle frames bezüglich der Verstärkererhöhung korrigiert. Dabei wurde wieder der overscan Bereich des CCD's ausgenutzt. Durch aufaddieren mehrerer bias wurde ein bias mit sehr gutem Verhältnis von Signal zu Rauschen erzeugt, das von allen frames abgezogen wurde. Die aufgenommenen domeflats lieferten aber beim Korrigieren der Bilder ein inhomogenes Ergebnis, so das auf die Flatfieldkorrektur verzichtet werden mußte. Danach wurden alle Bilder in der räumlichen Achse verkleinert (auf $2'$), um

[1] Vignetting ist ein optischer Effekt in Teleskopen, der dann auftritt, wenn das Abbildungsfeld des Teleskopes 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.

[2] Ein Positionswinkel von $0°$ bedeutet, der Spalt verläuft von Nord nach Süd. Mit zunehmender Winkelzahl, wird dann der Spalt in östliche Richtung gedreht.

nur der Bereich zu benutzt auf dem auch Signal des Nebels vorhanden war.
Ein ausgewählter Teil der Bilder wurde analysiert und ist in Abb. 3.10 und 3.11 dargestellt.

3.3.3 Grism-Spektren

Neben den hochaufgelösten Spektren wurden auch niedrigaufgelöste Spektren zum Vergleich verwendet, die mir Frau Eva Grebel zur Verfügung stellte. Mit dem 2.2m MPIA-Teleskop an der Europäischen Süd-Sternwarte (European Southern Observatory, ESO) wurden Spektren mit EFOSC2 (ESO Faint Object Spectrograph and Camera) in vier verschiedenen Grismen im Dezember 1995 angefertigt. Es wurden Grism#3 (3520-5470 Å, Auflösung 1.9 Å/pixel), Grism#4 (4650-6800 Å, Auflösung 2.2 Å/pixel), Grism#7 (3580-4840 Å, Auflösung 1.2 Å/pixel) und Grism#9 (5875-7020 Å, Auflösung 1.1 Å/pixel) verwendet. Die Grism wurden ebenfalls im Langspalt Mode (Spaltbreite $1''$) betrieben, die räumliche Auflösung war hier $0\farcs332$/pixel. Der Chip war 1024×1024 Pixel groß. Weil der benötigte Bereich kleiner war, wurden in der räumlichen Achse nur die innersten 151 Pixel ausgelesen. Die Spektren hatten daher eine räumliche Größe von $50''$ und enthielten damit gleichzeitig den Stern und den Homunkulus-Nebel. Der Positionswinkel war 90° für alle Spektren, für Grism#3 und Grism#4 wurden zusätzlich Spektren mit Positonswinkel 135° aufgenommen. Das seeing während der Beobachtungszeit war etwa $1''$, die Nächte waren aber nicht photometrisch. Die Belichtungszeiten variierten je nach Grism zwischen 1 und 60 Sekunden. Neben den Aufnahmen wurden auch hier die Korrekturframes bias, domeflats und Standartsterne aufgenommen. Zur Wellenlängeneichung dienten Helium bzw. Helium-Argon Lampen. Die Reduktion erfolgte in gewohnter Weise in IRAF, analog zur Langspaltreduktion der Echelle-Daten.

3.3.4 HST-Aufnahmen

Um eine eindeutige Zuordnung der kinematischen Strukturen der Echelle-Langspalt-Daten zu bekommen, wurden die vorhandenen Bilder von η Car aus dem Archiv des Hubble Space Telescope verwendet. Von η Car existieren Bilder in den Filtern F336W (U), F375N ([O II]), F410M (V), F502N ([O III]), F656N (Hα), F658N ([N II]) und F1042M (NIR). Die Endungen M, N, W stehen für die Filterbreiten Medium=Mittel, Narrow=Schmalband, Wide=Breitband, jeweils in Klammern, wurde eine grobe Zuordnung der Filter zu bekannten Filtersytemen gegeben. Für genaue Größen und Eigenschaften der Filter wird auf die weitläufige Literatur zum HST verwiesen. Die Belichtungszeiten schwankten zwischen 0.11 und 200 Sekunden. Alle Bilder wurden aus HST Archiv kopiert und wurden dort schon auf flatfield und bias korrigiert. Nach dem üblichen Verfahren wurden alle Bilder zweimal belich-

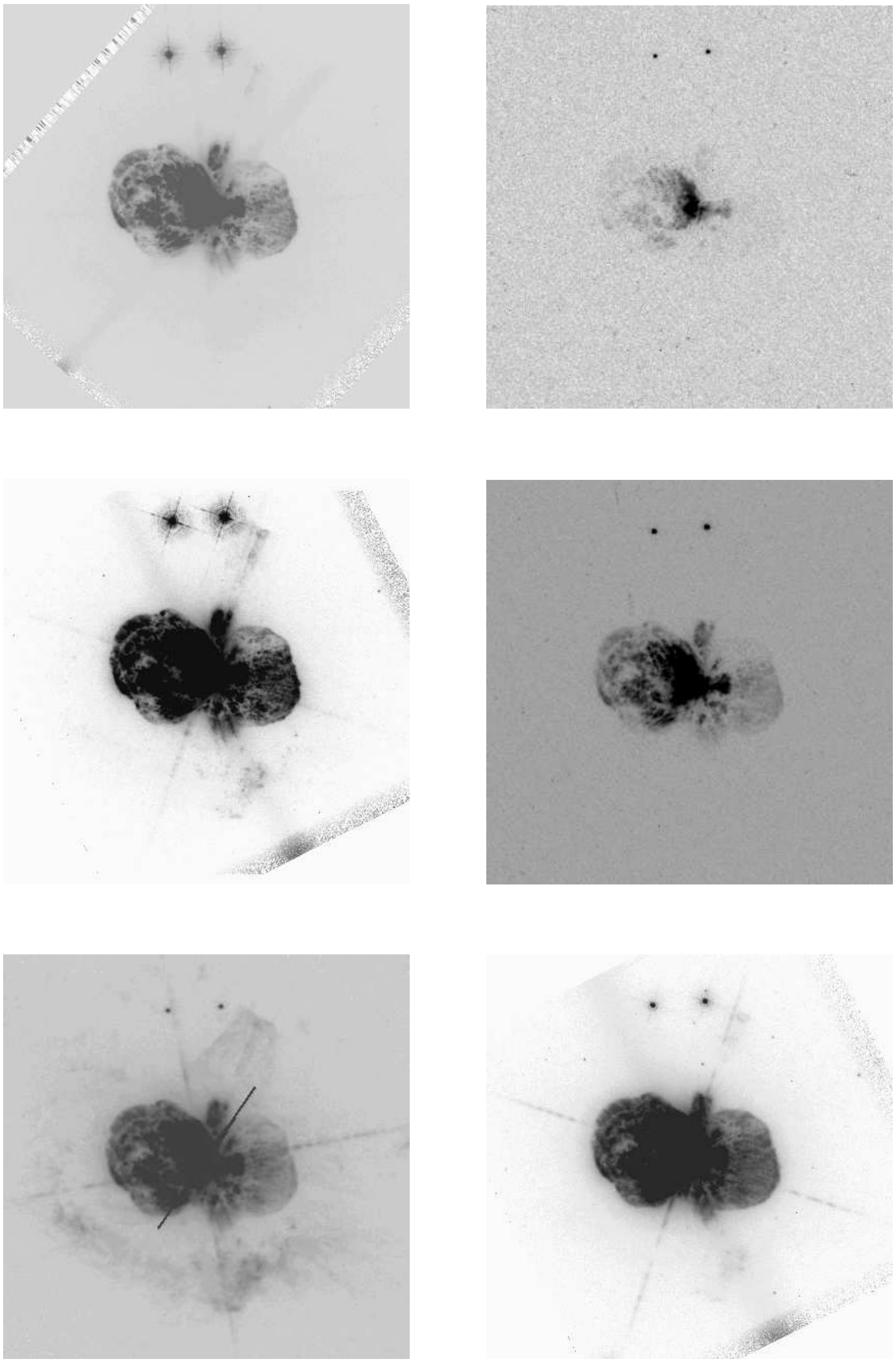


Abbildung 3.7: HST-Aufnahmen in den Filter F336W, F375N, F410M, F502N, F658N, F1042M (jeweils von rechts nach links und von oben nach unten). Die Bilder haben die Größe des Gesichtsfeldes der Planetary Camera, d.h. $36'' \times 36''$.

tet. Das ergibt den sogennanten CR-split (cosmic ray split), so daß durch einen Vergleich beider Bilder zwischen Signal und cosmic ray unterschieden werden kann. Dazu mußten zunächt die jeweils zusammengehörigen Bilder zur Deckung gebracht werden. Leichte offsets zwischen den Bilder sind durch ungenaue Positionierung und drift des Teleskops möglich. Danach wurden die Bilder auf cosmic rays korrigiert.
Um leichter zwischen Spektren und Bildern vergleichen zu können, wurden alle HST-Aufnahmen so gedreht, daß die x-Achse dieselbe Ausrichtung hatte wie der Verlauf des Spaltes der Echelle-Aufnahmen. Dies bedeutet, daß die HST-Bilder sozusagen auf einen Positionswinkel von 132° gedreht wurden. Die Bilder sind zum Teil mit der Planetary Camera (PC) gemacht, zum Teil mit der WFPC2 (Wide Field Planetary Camera), die eine etwas schlechtere Auflösung hat (PC 0.0455″/pix; WFPC2 0.0996″/pixel). Die besten der vollständig reduzierten Bilder jedes Filters zeigt Abb. 3.6. Das Hα-Bild wurde schon in Abb. 3.5 gezeigt.

3.4 Geschwindigkeitsanalyse des Nebels um η Car

3.4.1 Auswertungsprobleme und Auswahl der Spektren

Nachdem alle Daten reduziert und geeicht waren, mußten den gefundenen Knoten und Filamenten in den Echelle-Daten Geschwindigkeiten zugeordnet werden. Durch das Überlagern vieler Komponenten und der extrem komplizierten Struktur der Daten, mißlang ein Versuch, mit Hilfe eines Computerprogramms die Daten auf Geschwindigkeiten zu eichen. Es erfolgte daher eine Messung 'per hand' in IRAF, die dadurch unsicher ist, daß auf eine visuelle Zuordnung der Linien vertraut werden mußte. Probleme ergaben sich auch bei der Analyse der zentralsten 12 Bilder. Die Emission aus den Gebieten des Homunkulus war über den geamten Wellenlängenbereich 'verschmiert' (Abb. 3.8 rechts) und verhindete das Messen einzelner Emissionsstrukturen und damit das Bestimmen der Geschwindigkeit. Um zu zeigen, daß diese Emission real ist, wurden die Spektren mit den niedrigaufgelösten Spektren des 2.2m Teleskops verglichen. In Abb. 3.8 links wird verdeutlicht, daß die Breite der Hα+[N II]-Linie größer als die Spaltbreite war. Dies erklärt, warum die Spektren eine durchgehende Emissionslinie zeigten.
Aus der Vielzahl von Spektren wurden 5 des nord-östlichlichen Bereiches des Homunkulus ausgewählt und näher untersucht. Neben einer großen Anzahl gefundener Knoten in dieser Gegend wird in der Analyse auch der nördliche jet, von Walborn (Abb. 3.4 rechts) auch *N condensation* genannt, behandelt.

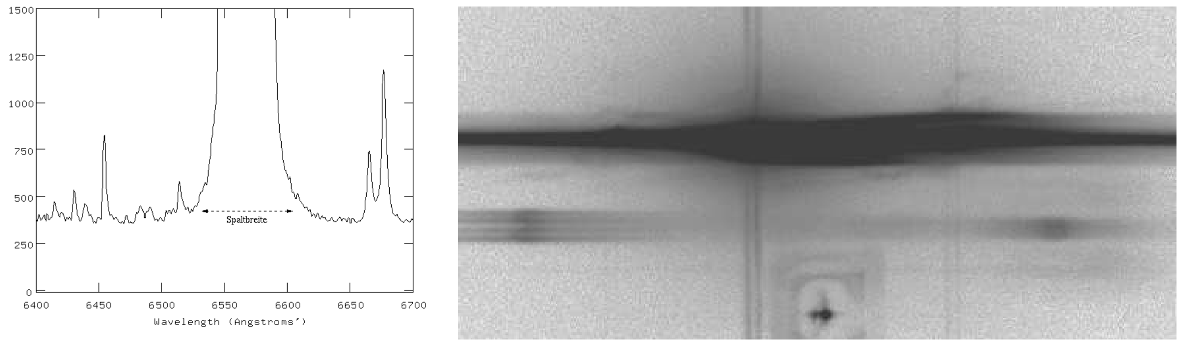


Abbildung 3.8: Rechts: Ein Echelle-Spektrum aus dem Zentralbereich des Homunkulus. Die x-Achse ist hier die Dispersionsrichtung und zeigt wie ein Emissionsstreifen sich über alle Wellenlängen zieht und eine Zuordnung der Emission zu Strukturen verhindert. Links: Ein niedrigaufgelöstes Spektrum der 2.2m Daten verdeutlicht, daß die Emission, die in den Echelle-Daten zu sehen ist, real ist und aus einer extremen Breite der Hα+[N II]-Linie resultiert.

3.4.2 Der nördliche Bereich und die "N condensation"

Im Bereich nördlich von η Carinae wurden insgesamt 5 Spektren untersucht. Die Bezeichnung der Spektren mit 8″S, 10″S, 12″S, 14″S und 16″S gibt den Abstand der Spektren südlich vom Referenzstern an. In allen Spektren wurden die hellsten Knoten und Strukturen identifiziert, nummeriert und auf Geschwindigkeit untersucht. Zur Geschwindigkeitsmessung wurde die langwellige [N II]-Linie verwendet, für deren Wellenlänge 6583.454 Å nach Spyromilio (1995) [96] angenommen wurde. Alle Geschwindigkeitsangaben erfolgten im Local Standart of Rest System (LSR).

Abbildung 3.10 und 3.11 zeigen die Spektren und einzelne Knoten. Die x-Achse ist hier die Dispersionsachse. Horizontale durchgehende Striche zeigen die Kontinua von Sternen im Feld. Drei vertikale Doppellinien resultieren aus der Stickstoff und Hα Emission des Carina-Nebels. Der Carina-Nebel hat danach eine Geschwindigkeitskomponente bei etwa $-8\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und eine bei rund $-50\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Diese Aufspaltung von etwa $40\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ fanden auch Deharveng & Maucherat (1975) [25] in ihrer Arbeit über den Keyhole-Nebel.
In Tabelle 3.1 bis 3.5 wurden die Geschwindigkeiten und Positionen der einzelnen Knoten gelistet. Da die meisten Knoten eine größere Geschwindigkeitsbreite besaßen als die instrumentelle Halbwertsbreite, wurden die minimalen und maximalen Geschwindigkeiten angegeben und die Geschwindigkeiten der Gebiete maximaler Intensität. Die Positionen wurden ebenfalls als Anfangs- und Endwerte gegeben und wurden in Bogensekunden gemessen. Die Position 0″ ergibt sich aus der Projektion des Sterns η Car auf den Spalt, so daß positive Zahlen einem nordwestlichen, negative Werte einem südöstlichen Abstand entsprechen. In Abb. 3.9 wurden die

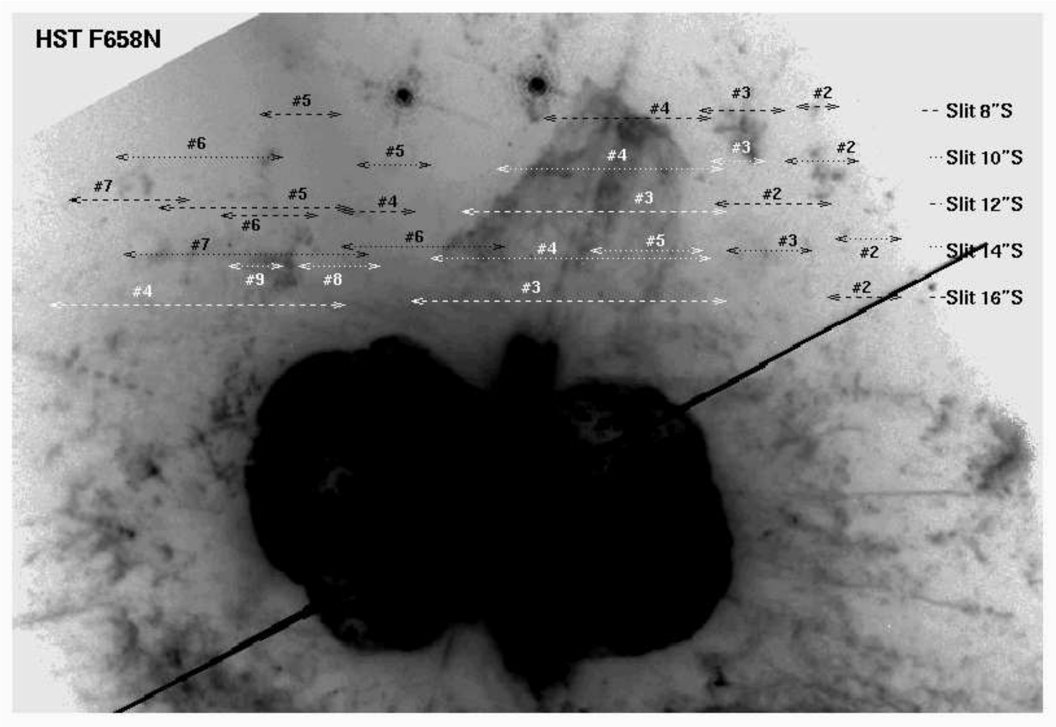


Abbildung 3.9: HST-Bild mit dem F658N [N II]-Filter. Eingetragen sind die in den Spektren identifizierten Knoten. Abwechselnd gestrichelte und gepunktete Linien sollen helfen zwischen den Spaltpositionen zu unterscheiden.

gefundenen Knoten auf einem HST-Bild der Planetray Camera(PC) mit dem Filter F658N (entspricht einem [N II]-Filter) eingetragen. Zur besseren Orientierung wurden beim Einzeichnen abwechselnd gestrichelte und gepunktete Linien verwendet. Die Positionen sind wegen des seeings von $2''$ um diesen Betrag unsicher. Mit dieser Unsicherheit zeigt sich, daß durch leichtes Verschieben sich fast zu jedem Knoten der Echelle-Spektren ein Knoten oder Filament in den HST-Daten finden läßt. Sehr weit vom Nullpunkt entfernte Knoten konnten nicht eingetragen werden, da die Größe des Blickfeldes der PC nur $36''\times36''$ beträgt und ein Bild mit der WFPC2 (Wide Field Planetary Camera) die größer ist ($80''\times80''$) wegen starkem *bleeding* [3] nicht verwendet werden konnte.

Die Knoten und Filamente, die in den bearbeiteten Spektren gefunden werden konnten, zeigen radiale Geschwindigkeiten zwischen $-1027\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und $728\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Betrachtet man sich die Strukturen der größten Intensitäten, so liegen die positiven Geschwindigkeiten hauptsächlich zwischen 100 und $400\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, Knoten die auf uns

[3] Bleeding ist das Auslaufen der Ladung im CCD Chip senkrecht zur Ausleserichtung. Das Auslaufen führt zur Zerstörung der Information in den ausgelaufenen Pixeln und produziert einen Streifen mit hoher count-Zahl auf dem CCD.

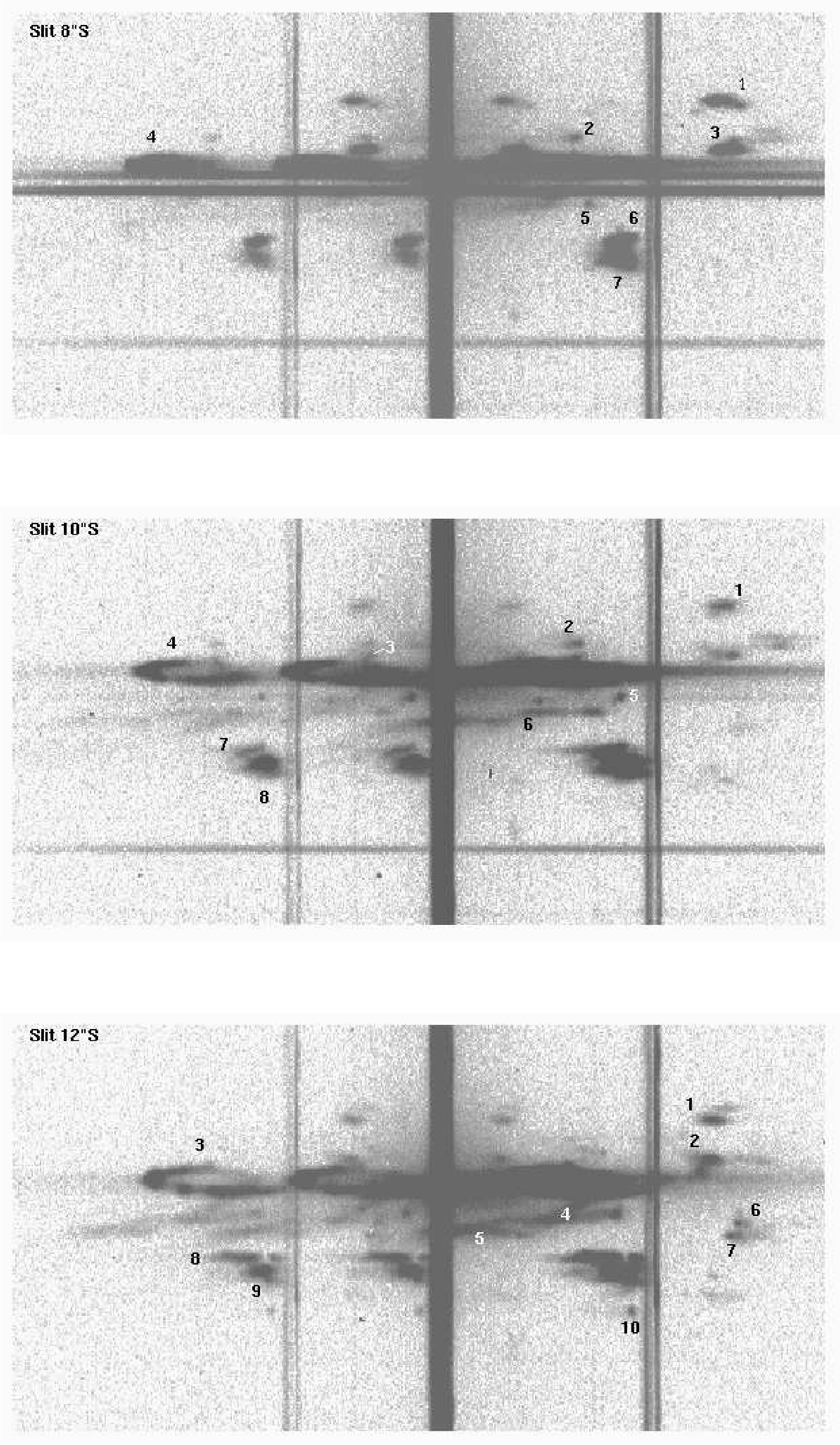


Abbildung 3.10: Echelle-Spektren und die Identifikation der größten Strukturen. Die Spektren sind in der Dispersionsache (x-Achse) von 6520 Å bis 6600 Å lang, in der räumlichen etwa $2'$.

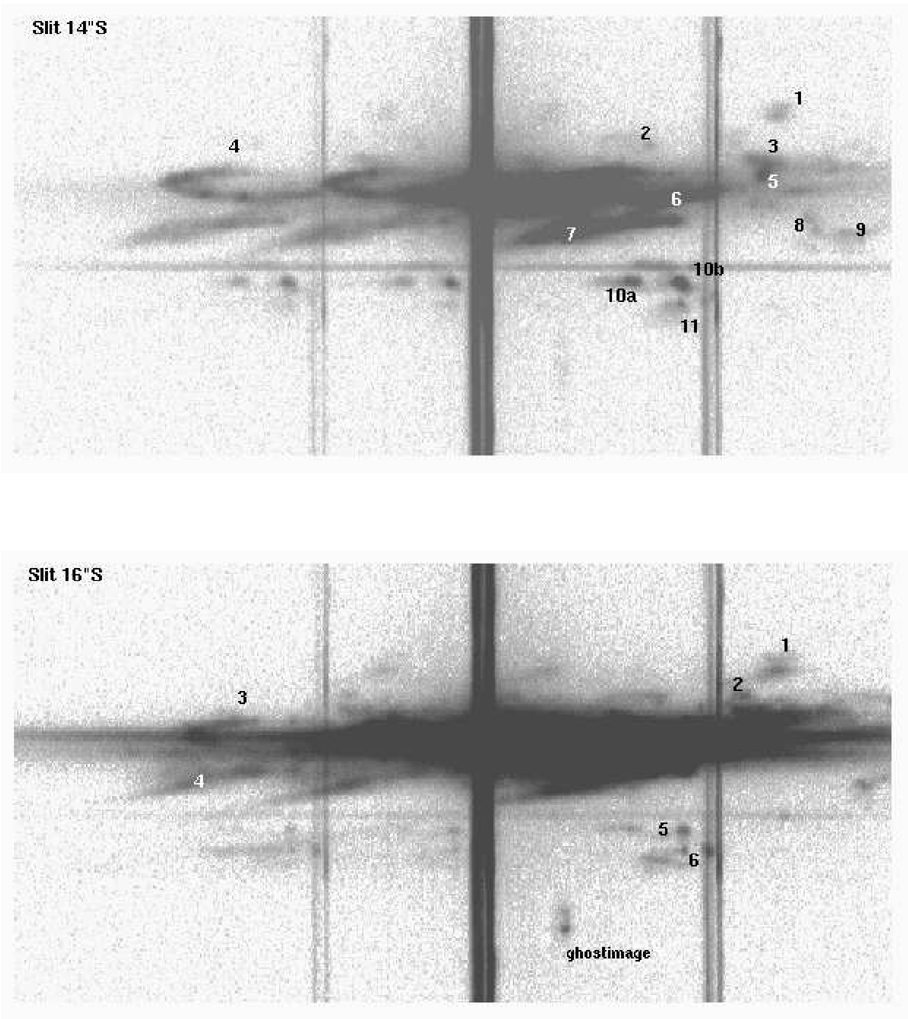


Abbildung 3.11: Echelle-Spektren und die Identifikation der größten Strukturen. Die Spektren sind in der Dispersionsache (x-Achse) von 6520 Å bis 6600 Å lang, in der räumlichen etwa 2′. In Spalt 16″ S erscheint ein ghostimage. Dies sind nichtreale Strukturen, die durch Reflektionen bei großen Helligkeiten im Teleskop entstehen.

zu kommen (negative Geschwindigkeiten), haben meistens Geschwindigkeiten zwischen -600 und $-150\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.
Betrachtet man sich die Geschwindigkeiten der Intensitätsmaxima der Knoten in den Tabellen 3.1-3.5, zeigen sich Zusammenhänge. So bestitzten fast alle Knoten auf der nordwestlichen Seite (positive Positionen) eine positive Radialgeschwindigkeit, während die meisten Knoten der negativen Positionen (nordöstliche Richtung) eine negative Radialgeschwindigkeit haben. Dieser Zusammenhang wird in Abb. 3.12 verdeutlicht. Sterne stellen die einzelnen Intensitätsmaxima der Knoten dar, die Verteilung zeigt gut, daß bis auf wenige Ausnahmen die Knoten dieser Verteilung folgen. Mit Quadraten und Rauten werden die Geschwindigkeiten dargestellt, die sicher zu besonderen Strukturen gehören, die hier mit N condensation und Bogen bezeichnet wurden und keine normalen Knoten darstellen. Eine ausführlichere Diskussion dazu folgt im Text. Die mittlere Geschwindigkeit der Knoten, die auf uns zu kommen (negative Position und negative Geschwindigkeit), beträgt $-178\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und wird durch eine gestrichelte Linie in Abb. 3.12 dargestellt. In gleicher Weise wurde für die Knoten mit positiven Abständen ein arithmetisches Mittel gebildet . Dabei wurden die beiden negativen Geschwindigkeitspunkte bei der Position ($\sim 13''$) nicht mitberücksichtigt, da es wahrscheinlich ist, daß diese Punkte noch Bestandteile der in Rauten dargestellten N condensation sind. Der Mittelwert der positiven Geschwindigkeit ergab sie so zu $253\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.
Dieses Geschwindigkeitsverhalten der Knoten läßt sich mit der Symmetrie des Homunkulus zusammenbringen. Beim Homunkulus erscheint die nordwestliche Blase leicht nach hinten geneigt, während die südöstliche Blase mehr auf den Beobachter hingerichtet ist (vgl. Abb 3.5). Die Knoten scheinen dieser Symmetrie zu folgen. Knoten positiver Position, also westlicher Richtung, haben eine positive Geschwindigkeit, das heißt sie bewegen sich von uns weg. (Die Radialgeschwindigkeit des Sterns kann hier vernachlässigt werden, da er bei einer Entfernung von etwa 2.5 pc eine Geschwindigkeit von nur wenigen $\mathrm{km\,s^{-1}}$ besitzt.) Diese Bewegung von uns weg läßt sich damit vereinbaren, daß die Knoten (wie der Homunkulus) von uns weggeneigt sind und damit eine bevorzugte Richtung von uns weg erhalten. Analog verhalten sich die Knoten mit negativer Position, d.h. die Knoten in östlicher Richtung kommen auf uns zu. Sie folgen der Symmetrie der östlichen Blase. Diese ist auf uns zugeneigt und verursacht einen Geschwindigkeitsvektor, der auf uns zu gerichtet ist. Die Knoten folgen also in ihrer Bewegung der Neigung des Homunkulus. Es ist aber mit diesen Auswertungen nicht eindeutig festzulegen, ob die Knoten auf einer Schale liegen, die dieselbe Neigung wie der Homunkulus hat oder ob die Knoten ähnlich des Homunkulus auch einer Einschnürung folgen.

Neben den Knoten fallen zwei Strukturen durch ihre extreme Geschwindigkeitsbreite auf. Die erste der Strukturen läßt sich mit der bei Walborn klassifizierten N con-

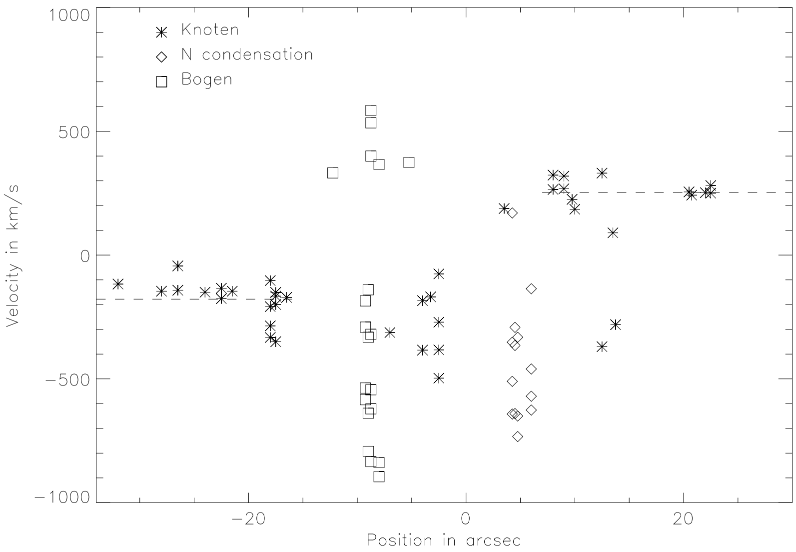


Abbildung 3.12: Geschwindigkeits-Ort-Diagramm der Intensitätsmaxima. Besondere Strukturen sind durch Rauten und Quadrate gekennzeichnet. Eine gestrichelte Linie zeigt die mittlere positive und mittlere negative Geschwindigkeit an.

densation identifizieren und ist im Diagramm durch Rauten dargestellt. Die zweite Struktur konnte mit keinem bekannten Objekt identifiziert werden und wurde daher, dem Aussehen entsprechend, mit *Bogen* bezeichnet.

Die N condensation ist eine der auffälligsten Strukturen im Homunkulus. Sie ist einer der hellsten Punkte des gesamten Nebels und fiel durch ihre schnelle Eigenbewegung schon früh auf. Photoplatten, die 15 Jahre Zeitunterschied aufwiesen, zeigten eine eindeutige Fortbewegung dieser Struktur. Zahlreiche Analysen bezüglich der Radial- und Transversalgeschwindigkeiten zeigen, daß sich die N condensation an ihrer Spitze (die mitunter auch als NN Knoten bezeichnet wird) mit $v_{\mathrm{rad}} \sim 600\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und $v_{\mathrm{trans}} \sim 1300\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bewegt. Walborn & Blanco (1988) [120] leiten daraus ab, daß sich die Spitze mit etwa $1500\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ bewegt und mit einem Winkel von 25° aus der Ebene geneigt ist. Die hier analysierten 5 Spektren zeigen, daß sich nicht nur die Spitze der N condensation so schnell bewegt. Man dachte zunächst, daß die N condensation einen *jet* darstellt, der an der Spitze einen Schock besitzt und dort sehr schnell und sehr hell ist. Neue HST-Bilder lösen diesen jet auf und zeigen, daß er mehr einem breiten Gebiet homogener Emission entspricht, als einem kollimierten jet (Abb. 3.5 und 3.9). Fast dreieckig beginnt die N condensation sehr breit in der Nähe des Homunkulus und wird mit zunehmendem Abstand immer schmaler, zeigt aber keine eindeutige Spitze. In den Spektren läßt sich diese N condensation durch ihre Form einfach wiedererkennen. Ähnlich eines Hakens zieht sich die Struktur durch alle Spektren (Spalt 8″S #4, Spalt 10″S #4, Spalt 12″S #3, Spalt 14″S

Tabelle 3.1: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten im Spalt bei 8″ Süd.

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	21.0	24.0	175	410	250
2	14.0	11.0	290	575	331
3	11.0	7.0	224	396	268, 319
4	7.0	2.5	−780	650	−733, − 650, −332
5	−6.0	−8.0			−313
6	−15.0	−18.0	−268	−82	−171
7	−20.0	−25.0	−354	−67	−176

Tabelle 3.2: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten im Spalt bei 10″ Süd.

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	25.0	20.0	187	390	281
2	15.0	10.0	−462	−322	−370
3	9.0	7.0	143	371	265, 323
4	8.0	1.0	−777	282	−640, −365, −292
5	−2.0	−4.5			−169
6	−6.0	−12.5	−650	−226	−537 , −185 , −291 , −584
7	−16.0	−19.0	−497	−77	−166, −200
8	−20.0	−28.0	−426	−28	−150

#4, Spalt 16″ S #3). Die Öffnung des Hakens wird von Spektrum zu Spektrum, wie erwartet, immer größer, was dem Zunehmen der räumlichen Ausdehnung entspricht. Entlang eines Spaltes nimmt die Geschwindigkeit von Westen (positive Position) bis zur Mitte des jets zu und dann wieder in Richtung Osten hin ab, dadurch entsteht die Hakenform im Spektrum. Das bedeutet, daß das Zentrum der N condensation sich am stärksten auf uns zubewegt. Ein Vergleich der Spektren zeigt weiterhin, daß der Kopf des Hakens, also die maximale negative Geschwindigkeit von Spalt 8″ S bis hin zu Spalt 16″ S immer kleiner wird (vgl. dazu auch Tabellen 3.1 bis 3.5). Die maximale negative Geschwindigkeit bei 8″ S, also an der Spitze der N condensation, beträgt $-780\,km\,s^{-1}$, während die bei 16″ S nur noch $-602\,km\,s^{-1}$ ist.

Die zweite Struktur, die durch Geschwindigkeit und noch mehr durch ihre Geschwindigkeitsbreite auffiel, war der sogenannte Bogen. Filamentäre Strukturen, die sich

Tabelle 3.3: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten im Spalt bei 12″ Süd.

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	22.0	19.0	129	365	255
2	11.5	8.0	95	311	225
3	9.5	−1.0	−750	278	−642, −510, −352, 170
4	−3.0	−5.0	−498	−135	−384, −184
5	−4.0	−12.0	−1027	−565	−838, −895
6	−6.5	−9.5			366
7	−10.5	−14.0	284	518	332
8	−16.0	−20.0	−457	−147	−333, −286, −208, −103
9	−20.0	−25.0	−320	−65	−134
10	−31.5	−32.5			−117

Tabelle 3.4: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten im Spalt bei 14″ Süd.

Knoten	Position		v_{min}	v_{max}	Intensitätsmaxima
#	von [″]	bis [″]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]	[$km\,s^{-1}$]
1	24.0	20.0	150	330	252
2	15.0	12.5	−518	−230	−281
3	11.5	8.5	32	728	185
4	8.5	−1.5	−714	501	−626, −570, −136, −460
5	8.0	4.0			188
6	0.0	−5.0	−604	553	−497, −383, −271, −76
7	−4.5	−13.0	−881	−88	−834, −621, −544, −320
8	−4.0	−6.5			374
9	−7.5	−10	294	689	400, 584, 534
10a	−10.0	−25.0	−561	−278	−350
10b	−10.0	−25.0	−263	−81	−151
11	−26.0	−30.0	−262	−117	−146

Tabelle 3.5: Positionen und Geschwindigkeiten der Knoten im Spalt bei 16″ Süd.

Knoten #	Position von [″]	bis [″]	v_{min} [km s^{-1}]	v_{max} [km s^{-1}]	Intensitätsmaxima [km s^{-1}]
1	24.0	17.5	103	354	242
2	15.0	12.0	14	174	90
3	8.5	−3.0	−602	538	*
4	−5.0	−13.0	−884	−65	−140, −332, −639, −793
5	−21.0	−22.0	−467	−109	−146
6	−26	−27	−328	−23	−44, −142

* Die hier erstmals auftretende kontinuierliche Emission über den geamten Spektralbereich verhindert eine gute Bestimmung der Geschwindigkeiten, für diesen Knoten wurden daher nur Geschwindigkeiten gemessen, die er mindestens hat.

wie eine lange Gerade durch die Spektren zogen, stellen die identifizierten Knoten #6 (Spalt 10″S), #4 und #5 (Spalt12″S), #6 und #7 (Spalt 14″S) und #4 (Spalt 16″S) dar. Die Strukturen nehmen von Nord-Westen (positive Position) nach Nord-Osten an Geschwindigkeit zu und erreichen eine maximale Geschwindigkeit auf uns zu von -1027 km s^{-1} !
Beim Zuordnen der Strukturen auf den HST-Bildern fällt zunächst außer ein paar knotenförmigen Gebilden nichts Besonderes auf. Erst wenn man das Bild auf sehr schwache Intensitäten untersucht, zeigen sich zwei zusammenhängende Bogenstrukturen, die in Position und Ausdehnung zu den Knoten paßten. Einer solaren Protuberanz phänomenologisch nicht unähnlich, ragen die Bögen halbkreisförmig am Rande des eigentlichen Homunkulus heraus (Abb. 3.13).
Die beiden Bögen verlaufen parallel zueinander und liegen mit ihrer langen Achse fast genau in Spaltrichtung. Die Spektren zeigen lediglich eine negative Geschwindigkeitskomponente. Das läßt vermuten, daß die Bögen nicht geschlossen sind. Es ist zwar möglich, daß die von uns wegbewegte Komponente deshalb nicht gesehen wird, weil das Material aus dem die Bögen bestehen sehr dicht ist. Doch weil die Emission der Bögen recht gering ist, ist dies nicht sehr wahrscheinlich. Dies bedeutet, daß die Bögen eine Art 'Halbring-Struktur' zeigen. Nimmt man an, daß dieser Ring radial expandiert, so könnte man sich vorstellen, daß er im Westen leicht nach hinten geneigt ist. Dies würde erklären, warum die Geschwindigkeit auf uns zu im Osten am größten ist. Eine zweite Möglichkeit, warum die maximale Geschwindigkeit am östlichen Rand erscheint, könnte darin bestehen, daß der Bogen im Osten auf den Beobachter hinzeigt.
Die Bögen sind nicht nur durch ihre extremen radialen Geschwindigkeiten eigenartig.

Abbildung 3.13: Eine Vergrößerung aus dem HST-Bild zeigt die beiden extrem schwachen Bögen. Sie sind parallel zueinander und ihre lange Achse verläuft in Spaltrichtung.

Auch ihre Lage erscheint sonderbar. Mit ihrer Ausrichtung parallel zur Hauptachse des Homunkulus liegen sie fast senkrecht zur dessen Hauptexpansionsrichtung. Dies ist sehr ungewöhnlich, und man sollte annehmen, daß die Struktur durch die Expansion des Homunkulus nicht bestehen bleiben kann.

Mit ihrer Lage und den bisher höchsten gefundenen radialen Geschwindigkeiten sind die beiden Bögen sehr außergewöhnlich. Leider liefern die Spektren keine weitern Informationen, und selbst auf den tiefsten HST-Bildern läßt sich nicht mehr als diffuse Struktur erkennen. So kann an dieser Stelle nicht genauer festgelegt werden, welche Form und Struktur die Bögen darstellen. Es sei jedoch erwähnt, daß eine genaue Analyse des tief belichteten HST-Bildes und der Spektren vermuten läßt, daß es weitere Bögen ähnlichen Aussehens gibt, die scheinbar auch dieselbe örtliche Orientierung aufweisen. Dies zu bestätigen bedarf es aber weiterer Untersuchungen.

Durch das Überlagern mehrere Knoten gleichzeitig, war es mitunter schwierig, eine Flußmessung in den Hα- und [N II]-Linien vorzunehmen, um eine [N II]λ6583Å/Hα Verhältnis zu bestimmen. Bei einer repräsentativen Auswahl von isolierten Knoten konnte die Messung dennoch erfolgen. Für die überlagerten Knoten wurde eine Abschätzung getroffen, die zeigte, daß sie mit den gemessenen Werten vereinbar ist. Die Knoten zeigen [N II]λ6583Å/Hα Verhältnisse zwischen 2.5 und 4.4 mit einem Mittelwert bei circa 3.4, eine nichtsignifikante Anzahl an Knoten hat höhere Werte des Verhältnisses, der gemessene Spitzenwert dieser Auswertung lag bei 6.2. Diese Werte sind mit Werten der Literatur gut vereinbar. Davidson (1982) [22] fand einen Spitzenwert von 7.5, während in einer der neusten Analysen von Meaburn (1996) [77] die Knoten [N II]λ6583Å/Hα Verhältnisse zwischen 1.8 und 3.8 liegen. Für die Statistik wurden Knoten aus allen Regionen und mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ausgewählt. Es gibt weder bezüglich des Abstandes noch der Geschwindigkeit

eine regelmäßiges Muster der Häufigkeit.
Eine Bestimmung des Linienverhältnisses von [N II]λ6583Å/Hα der Hintergrundsemission liefert einen Wert von 0.12 ± 0.03 für die Carina H II-Region. Dies verdeutlicht, daß das Verhältnis der Knoten gegenüber der H II-Region stark erhöht ist. Ein Erhöhnug des Linienverhältnisses von einem Faktor von 28 zu dem Hintergrund läßt darauf schließen, daß die Knoten einen extrem hohen Anteil an Stickstoff besitzen. Dies bestätigt, daß selbst die Knoten, die weiter außerhalb zu finden sind, stark in Stickstoff angereichert sind und nicht nur der zentrale Homunkulus CNO-Zyklus prozessiertes Material hat.

3.5 Die Modellvorstellung der N condensation

Die N condensation stellte man sich bisher als einen (manchmal zwei) jet(s) vor. Für so einen jet sollte man in den Spektren eine feste Geschwindigkeit erwarten, die durch die Projektion des jets und eine eventuelle Veränderung der Geschwindigkeit entlang des jets sich von Spalt zu Spalt leicht ändert. Zusätzlich erwartete man eine Verbreiterung der Geschwindigkeit des jets dardurch, daß er nicht punktförmig ist, sondern ein ausgedehntes Gebilde, das sich mitunter noch weiter ausdehnt. Ein typischer jet ist am Kopf kollimiert und wird zum Ende hin breiter. So eine Vorstellung ist mit den gefundenen Strukturen in den Spektren noch vereinbar, aber es ist nicht die einzige denkbare Erklärung des sogenannten Hakens in den Spektren.
Eine weitere Möglichkeit führt zu einem Modell, das erstmals Duschl et al. (1995) [29] beschreiben. Dort wird angenommen, daß der Homunkulus um η Car neben den beiden Blasen in der mittleren Ebene eine Art *äquatoriale Scheibe* besitzt, die in erster Linie von den sogenannten *streamern* definiert wird. In Abb. 3.14 wird dieses Modell verdeutlicht. Unterstützt wird das Modell durch die räumliche Anordnung der streamers nahe am Mittelpunkt des Systems. Neue HST-Aufnahmen (Abb 3.5 und 3.7) unterstützen die Beobachtung, daß die streamer in einer Ebene liegen, welche etwa 62° aus der Himmelsebene herausgeneigt ist [4] (Duschl et al. 1995 [29]). Die streamer bilden in dieser Scheibe dann eine Art Substruktur, ähnlich wie Speichen in einem Fahrrad ziehen sie sich mit erstaunlicher Regelmäßigkeit durch die Ebene.

In diesem Modell wird die N condensation zu einem Teil der äquatorialen Ebene. Die Spitze (der NN Knoten) definiert dann den noch sichtbaren Rand der Scheibe, die mit der gefundenen Eigenbewegung von $1500\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ expandiert. Mit Hilfe der HST-Bilder wurde das Scheibenmodell hier etwas erweitert. Durch eine rein geometrische Messung wurde der äquatorialen Scheibe eine Dicke von etwa 2-3″ zugeordnet. Die räumliche Neigung der Scheibe führt dazu, daß wir am westlichen Rand der

[4] Es wird hier die Konvention angenommen das ein Winkel von 0° der Himmelsebene entspricht

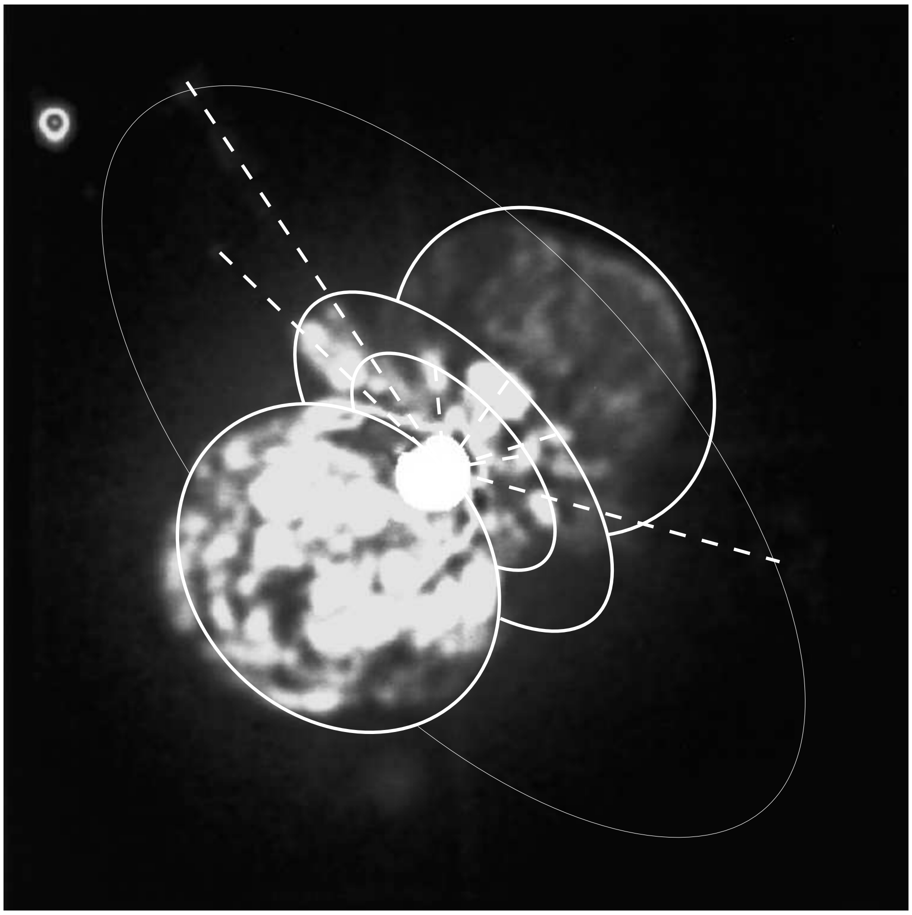


Abbildung 3.14: Bild von η Car aus Duschl et al. (1995) und eingezeichnet eine Modellvorstellung der ringförmigen Ebene die zeigen soll das die N condensation Teil einer Ebene ist.

N condensation, auf den seitlichen Rand der Scheibe blicken, während im Osten der Blick nur auf die Oberseite der Scheiben fällt. Das Einführen dieser Scheibendicke unterstützt zum einen die gemessene Geschwindigkeitsstruktur und läßt sich zum anderen besser mit der Geometrie vereinbaren, die auf den HST-Bildern zu sehen ist.
Ein Vergleich der Geschwindigkeitsanalyse mit diesem Modell zeigt nun, daß man die Spektren mit diesem Modell vereinbaren kann, wenn man eine weitere Annahme macht. Zusätzlich zu der radialen Expansion muß die Scheibe rotieren und einen azimutalen Geschwindigkeitsvektor besitzen. Nur dann kann erklärt werden, warum in den Spektren die maximale gemessene Geschwindigkeit an der Spitze der N condensation auftritt und nicht in Spektrum 14″ S, wo man nach geometrischen Überlegungen die maximale Geschwindigkeit einer expandierenden Scheibe erwarten würde. Diese Zusatzannahme ist realistisch, da die Scheibe den dazu benötigten Drehimpuls beim Entstehen durch Abgabe des Drehimpulses des Sterns erhalten haben

könnte.
Diese Überlegung zeigt, daß die N condensation, die bisher als jet angenommern wurde, mit großer Wahrscheinlichkeit auch über eine äquatoriale Scheibe, die gleichzeitig expandiert und rotiert, erklärt werden kann. Die Spektren sind sehr gut mit diesem Modell vereinbar, können aber die jet Idee nicht völlig ausschließen. Neben der genauen Modellrechnung dieser Scheibe ist die Analyse der Spektren auf der südlichen Hälfte des Homunkulus die aussichtsreichste Methode, zwischen dem jet und Scheibenmodell zu unterscheiden.

3.6 Vergleich der Analyse mit dem LBVN-Modell

Der LBV-Nebel (LBVN) um η Car ist immer noch einer der ungewöhnlichsten aller LBV-Nebel. Seine Geometrie und die extremen Geschwindigkeiten sind weiterhin ein Problem.
Wie in Kapitel 4 gezeigt wird, ist er aber eventuell nicht der einzige LBVN, der diese bipolare Form zeigt. Analysen des LBVN von HR Car deuten auf eine ähnliche Geometrie hin.
Was die Geschwindigkeiten betrifft, so zeigen die untersuchten Strukturen Geschwindigkeiten im Bereich 100-1000 $\mathrm{km\,s^{-1}}$. Da in dieser Arbeit immer nur radiale Geschwindigkeiten untersucht wurden, bedeutet dies, daß die reale Eigenbewegung der Knoten gleich groß oder größer sein muß, da die Radialgeschwindigkeit durch die Projektion nur eine Teilkomponente der Gesamtgeschwindigkeit darstellt. Alle diskutierten Geschwindigkeiten sind also minimale Eigengeschwindigkeiten der Strukturen. Vergleicht man diese Geschwindigkeiten mit denen anderer LBV-Hüllen (Tabelle 1.1 Reihe 6), so zeigt sich, daß η Car eine viel höhere Expansionsgeschwindigkeiten hat als die Hüllen anderer bekannter LBVs. Dabei muß aber beachtet werden, daß die Hülle um η Car eine der jüngsten ist und daher noch nicht stark verlangsamt wurde. Da von den wenigsten LBVs das Datum ihres Ausbruchs bekannt ist, kann aber nicht sicher festgelegt werden, ob die viel langsameren Geschwindigkeiten der anderen LBV-Hüllen nun nur einen Entwicklungseffekt darstellen, oder ob der Ausbruch von η Car wirklich viel heftiger war und diese Hülle besonders stark beschleunigte.

Zuletzt folgt ein Vergleich der Messungen mit dem LBV-Hüllen-Modell nach García-Segura et al. (1996) [37]. Das Modell wurde in Kapitel 2.3.2 beschrieben und sei hier nur nochmal kurz wiederholt. Durch das Aufschieben der einzelnen LBV-Windphasen formt sich eine Hülle (die sogenannte shell), die eine mittler Expansionsgeschwindigkeiten von 240 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ hat und Rayleigh-Taylor instabil ist. Den genauen Windverlauf in der LBV-Phase zeigt Abb. 3.15, die aus der Arbeit von García-Segura et al. (1996) [37] entnommen wurde. Die von den Autoren definierte LBV-Phase beginnt bei $t = 3.348\ 10^6$ Jahren und endet bei $3.363\ 10^6$ Jahren. In dieser Zeit fällt die

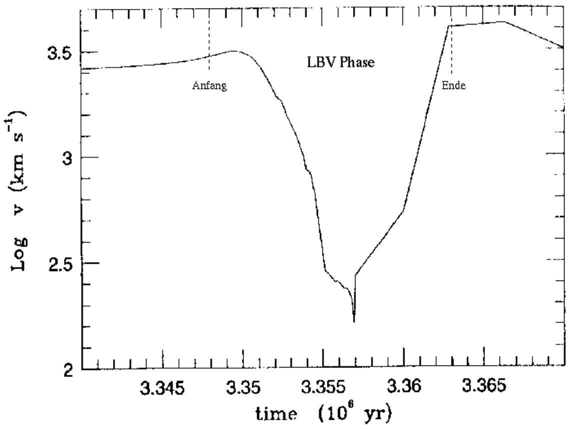


Abbildung 3.15: Windgeschwindigkeitsverlauf während der LBV-Phase.

Windgeschwindigkeit von etwa $2500\,\mathrm{km\,s^{-1}}$auf $150\,\mathrm{km\,s^{-1}}$und steigt wieder auf fast $4000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ in der nachfolgenden WR-Phase an.

Vergleicht man nun die Umgebung von η Carina, so zeigt sich der Homunkulus als die vom LBV-Wind aufgeschobene Hülle. Alle Strukturen außerhalb der des Homunkulus, also weiter entfernt vom Zentrum in dem der Stern η Car liegt, sind dann nicht mehr Bestandteil der *shell*, sondern formten sich aus dem LBV-Wind der frei in das ISM lief und nicht durch einen nachfolgenden Wind aufgeschoben wurde. In diesem Bild resultieren die in dieser Arbeit untersuchten Knoten und Strukturen um η Carinae dann aus einem frühen LBV-Wind. Diese Idee wird unterstützt durch die hohen beobachteten Geschwindigkeiten. Aus einem Vergleich der gemessenen Geschwindigkeiten mit dem LBV-Geschwindigkeitsmodell in Abb. 3.15 läßt sich dann eine Abschätzung des Entstehungszeitpunktes der Knoten treffen. Nimmt man an, daß die Strukturen der N condensation und des Bogens nur durch den LBV-Wind und keine weiteren Beschleunigungsmechanismen entstanden sind, so ist die maximale gefundene Geschwindigkeit $-1027\,\mathrm{km\,s^{-1}}(\log v = 3.0)$. Läßt man die Projektion außer acht, ergibt sich nach Abb. 3.15 ein Alter dieser Struktur von 3.354 10^6 Jahren. Dies entspricht 6000 Jahre nach Eintritt in LBV-Phase oder 3000 Jahre bevor die eigentliche LBV-shell sichtbar wird (hierfür wurde die Entstehungszeit der shell mit 3.357 10^6 Jahren angenommen, Langer priv. com.).

Da die sehr hohen Geschwindigkeiten alle in sehr außergewöhnlichen Strukturen vorkommen, ist dies eventuell keine für den Wind repräsentative Geschwindigkeit. Nehmen wir eine typische Knotengeschwindigkeit an, etwa $250\,\mathrm{km\,s^{-1}}(\log v = 2.4)$, so ergibt sich ein Entstehungszeitpunkt von 3.356 10^6 Jahren oder 1000 Jahre vor entstehen der shell. Alle Altersabschätzungen sind dadurch unsicher, daß nur Radialgeschwindigkeiten gemessen wurden und angenommen wurde, daß die Knoten noch dieselben Geschwindigkeiten besitzen wie der Wind aus dem sie entstanden. Da das

umgebende Medium durch ständig abgegebenen Wind dichter wird, ist wahrscheinlich, daß die Knoten abgebremst werden. Beide Unsicherheiten führen dazu, daß die Geschwindigkeiten unterschätzt werden und damit auch das Alter (als Abstand zum Entstehungszeitpunkt der shell) immer nur eine untere Grenze ist.
Nach diesem Modell sind die untersuchten Knoten um η Car ein gutes Stück vor der shell (dem Homunkulus) entstanden. Da der Ursprung der Knoten aber noch nicht vollständig geklärt ist, ist diese Abschätzung und das Modell nur eine der denkbaren Erklärungen für die Umgebung um den LBV η Carinae.

Kapitel 4

Die bipolare Struktur des Nebels um HR Carinae

4.1 Der LBV HR Carinae

HR Carinae, auch HD 90177, SAO 238005 oder He2-407 genannt, ist einer der wenigen Luminous Blue Variables in unserer Galaxis. Seine Spektralklassifikation streut zwischen B2 I und B9 I, je nach Bestimmungsmethode. Starke Balmer und Fe II sowie [Fe II] Emissionslinien wurden beobachtet, wobei die Balmer- und Fe II-Linien auch ein P Cygni-Linienprofil zeigten (Carlson & Henize 1979 [7]; Hutsemékers & Van Drom 1991 [50]). Der Emissionsliniencharakter des Sterns wurde zu Beginn des Jahrhunderts von Fleming entdeckt (Pickering 1901 [84]), die Variabilität erkannte Hertzsprung. Erste Aufzeichnungen dazu stammen von Hoffleit (1940) [45], in denen die photographische Lichtkurve von HR Car irregulär und langsam um circa $1\overset{\mathrm{m}}{.}5$ variiert. Damit war HR Car ein guter Kandidat für einen LBV-Stern.
Ursprünglich ging man davon aus, daß HR Car Mitglied einer der Carina OB Assoziationen sei, da seine, am Himmel projizierte Position, darauf hindeutet, daß er Teil des Carina H II-Komplexes ist (Abb. 3.1). Diese Region (siehe Kapitel 3.1) beinhaltet eine große Anzahl von O- und B-Sternen sowie OB Assoziationen, die eine Entfernung zwischen 2.0 und 2.8 kpc haben. Neuere Untersuchungen der Entfernung zu HR Car ergaben eine größere Distanz. Hutsemékers & Van Drom (1991) [50] erhielten $r_{\mathrm{kin}} = 5.4 \pm 0.4$ kpc durch eine kinematische Entfernungsbestimmung. Hierzu wird zunächst die Radialgeschwindigkeit des Sterns bestimmt. Nimmt man weiter an, daß diese Geschwindigkeit des Sterns nur durch die Rotation unserer Galaxis zustandekommt, kann man daraus die Entfernung des Sterns bestimmen. Da die meisten Sterne aber auch eine nicht zu vernachlässigende pekuliare Geschwindigkeit haben und die Bestimmung der Rotationskurve der Milchstraße für solche kleinen Geschwindigkeiten zu ungenau ist, ist diese Methode nicht sehr zuverlässig.
Eine zweite Entfernungsbestimmung erfolgte von van Genderen et al. (1991) [111],

bei der die Rötung als Entfernungsindikator verwendet wurde. Danach ergab sich eine Distanz von 5 ± 1 kpc für HR Car, welche auch für die weitere Analyse und Diskussion verwendet wird. Unter dieser Annahme ergibt sich eine bolometrische Helligkeit des Sterns von $M_{\rm bol} = -9\overset{\rm m}{.}0 \pm 0\overset{\rm m}{.}5$. Diese ist vergleichbar mit anderen LBVs und z.B. sehr ähnlich zu R 71, einem LBV in der Großen Magellanschen Wolke. Mit der bekannten Spektralklassifikation und damit Temperatur läßt sich HR Car in ein Hertzsprung-Russel-Diagramm einzeichnen. Seine dortige Position sowie die weiterer wichtiger LBVs ist in Abb. 2.4 zu sehen. Danach befindet sich HR Car am unteren Limit für LBVs, d. h. weiter entfernt von Humphreys-Davidson Limit und ist sehr wahrscheinlich schon ein älterer LBV.
Eine weitere Bestätigung, daß HR Car zur Klasse der LBVs gehört, kam mit der Entdeckung eines diffusen Nebels in nächster Nähe des Sterns. Diese Zirkumstellare Hülle um HR Car wurde erst 1991 von Hutsemékers & Van Drom [50] gefunden, was diesen Nebel zu einem der neuesten Mitglieder der LBV-Nebel (LBVN) macht. In ihrer Arbeit beschreiben die Autoren die Struktur des Nebels als diffus, mit 2 helleren, größeren Bögen versehen, die sich in südöstlicher Richtung befinden und $13''$ bzw. $17''$ vom Stern entfernt sind. Auch wurden erste Vermutungen zur bipolaren Struktur des Nebels gemacht.

4.2 Beobachtung und Datenreduktion

4.2.1 Imaging

Bilder vom Feld um HR Car wurden mit einer CCD-Kamera am 0.9m Teleskop des Cerro Tololo Inter-American Observatory im März 1996 von Mike Joner gemacht. Der 2048×2048 Tek2K CCD Chip wurde verwendet und hatte eine räumliche Auflösung von circa $0.4''$/pixel. Das seeing während dieser Beobachtungen lag zwischen $1\overset{''}{.}4$ und $2''$. Es wurde ein schmalbandiger Hα Emissionslinienfilter verwendet, dessen zentrale Wellenlänge 6563Å betrug und der eine Breite von 75Å hatte. Damit enthielt er auch die beiden [N II]-Linien bei λ6548Å und λ6583Å. Als Kontinuum-Filter wurde ein breitbandigerer Strömgren y Filter verwendet. Durch das Subtrahieren des y-Bildes vom Hα-Bild konnte ein kontinuumsfreies Bild erzeugt werden, bei dem nur die Struktur übrigbleibt, die durch Emissionslinien verursacht wird. Da HR Car selbst für ein 0.9m Teleskop schon ein sehr helles Objekt ist, wurden viele kurze Aufnahmen hintereinander gemacht, um die Saturation des Sterns zu vermeiden. Dies hätte zum bleeding geführt und die Detektion des Nebels stark beeinträchtigt. So wurden 10 Aufnahmen im y Filter und 60 Aufnahmen im Hα Filter gemacht, die alle eine Belichtungszeit von 30 Sekunden hatten. Um das Auslesen des CCDs zu beschleunigen, wurden nur die zentralen 1024×1024 pixel ausgelesen, was einem Beobachtungsfeld von $6\overset{'}{.}75 \times 6\overset{'}{.}75$ entsprach. Neben den Bildern wurden

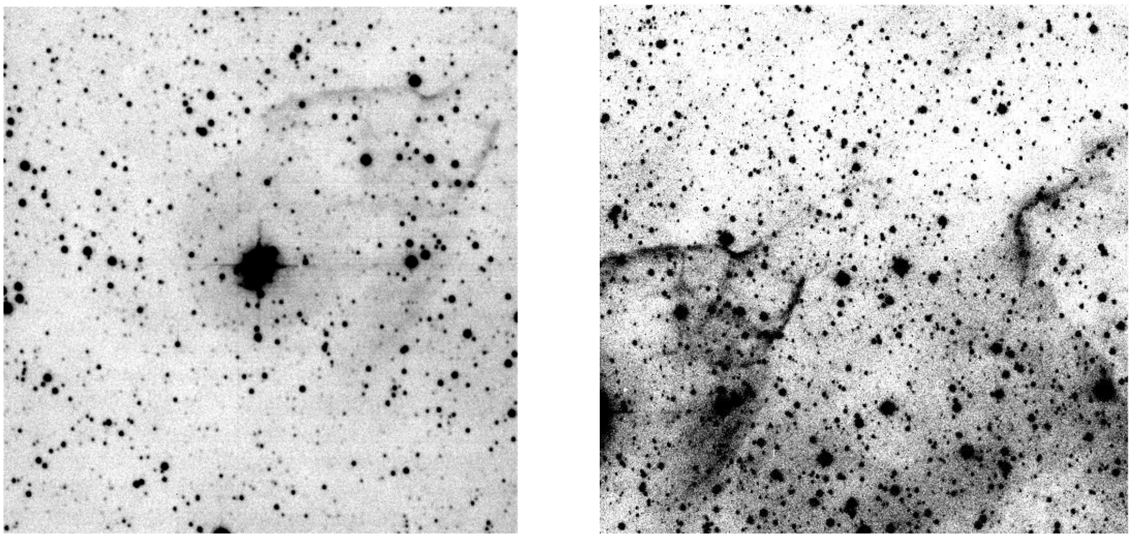


Abbildung 4.1: Links: Hα-Bild von HR Car und seiner Umgebung. Die Größe des Blickfeldes ist jeweils $6\overset{\prime}{.}75\times6\overset{\prime}{.}75$ und Norden ist oben, Osten links. Rechts: Hα-Bild zentriert auf den nordwestlichen Nebel.

die üblichen Korrekturbilder aufgenommen. Die Datenreduktion verlief wie für die η Carinae Daten, siehe dazu die Beschreibung in Kapitel 3.3.1. Das aufaddierte Hα-Bild mit HR Car im Zentrum zeigt Abbildung 4.1 (links).

Der Stern erscheint hier nicht völlig rund, sondern zeigt eine ovale Form, die von dem ihn direkt umgebenden LBV-Nebel stammt. Teile der von Hutsemékers & Van Drom (1991) [50] beschriebenen Bögen sind auch hier im Südosten des Sterns angedeutet zu sehen. Ein diffuses Halo von circa $2\overset{\prime}{.}5\times2\overset{\prime}{.}1$, das HR Car zu umgeben scheint, ist sehr wahrscheinlich nicht eine realle Struktur, sondern auf interne Lichtstreuungen und Reflektionen im Teleskoptubus zurückzuführen. Ebenso sei angemerkt, daß eine kreuzförmige Struktur, die auf den Stern hin zentriert ist, nicht Bestandteil des Nebels ist, sondern aus einer Reflektion des Sternlichtes an der Montierung des Sekundärspiegels des Teleskops folgt.

Zusätzlich zu dem LBV-Nebel zeigte sich eine viel ausgedehntere Nebelstruktur im Nordwesten des Bildes. Um diese näher zu betrachten, wurde ein zweiter Satz von 5 Hα und 5 Strömgren y-Bildern belichtet mit jeweils 300 Sekunden Belichtungszeit, die auf den nord-westlichen Nebel zentriert wurden. Das kombinierte Bild dieses Feldes zeigt Abbildung 4.1 (rechts).

Da der Stern HR Carinae viel heller als der ihn umgebende Nebel ist, war es hilfreich, das Kontinuumbild vom Hα-Bild abzuziehen, um ein besseres Bild vom Emissionsnebel zu erhalten (Abb. 4.2). Weil HR Car selber auch ein starker Hα Emitter ist, gelang diese Subtraktion nur unvollständig. Ebenso hatten der Kontinuumsfilter und der Emissionslinienfilter einen großen Unterschied in ihrer zentralen Wellenlänge, so daß das Kontinuum stark blauer oder stark roter Sterne unter- oder überschätzt

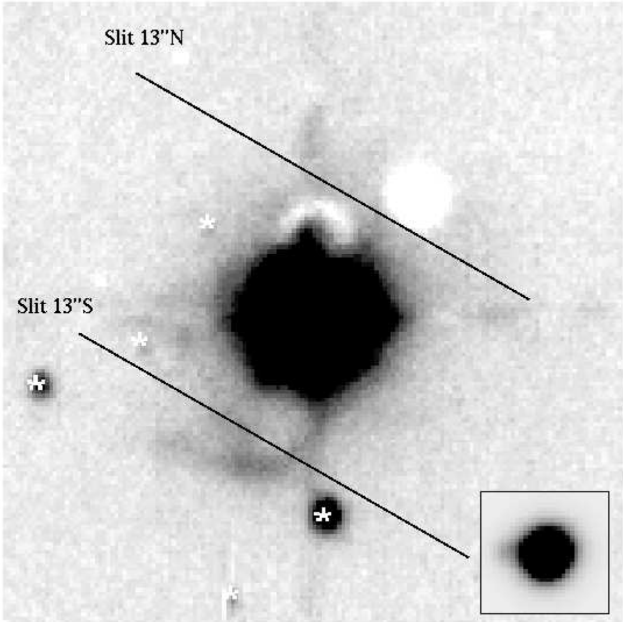


Abbildung 4.2: (Hα-y)-Bild zentriert auf HR Car. Die Größe des Blickfeldes ist $60'' \times 60''$. Norden ist oben, Osten links. Der Ausschnitt hat dieselbe Skala und zeigt den innersten Bereich um den Stern.

wurde und zu wenig bzw. zu viel im Bild abgezogen wurde. Dies erklärt, warum in Abbildung 4.2 manche Sterne nicht abgezogen wurden und bei anderen Sternen zu viel Emission abgezogen wurde, wodurch diese einen weißen Flecken im Hintergrund hinterließen. Die Abbildung 4.2 zeigt die zentralen $60'' \times 60''$ um HR Car. Sehr deutlich kommt hier der südöstliche Bogen zum Vorschein. Mit weißen Sternchen wurden die Positionen von Sternen verdeutlicht, um diese nicht mit Teilen des Nebels zu verwechseln. Auch auf diesem Bild resultiert die kreuzförmige Struktur aus der Reflektion und ist nicht Teil des Nebels.
Ein kleiner Ausschnitt im Bild zeigt nochmal den zentralen Bereich um den Stern in Hα und hat dieselbe Längenskala wie das Gesamtbild. Mit diesem Ausschnitt konnte ein schwächerer Begleitstern von HR Car, den Hutsemékers & Van Drom (1991) [50] erstmals fanden, bestätigt werden. Ob der Stern ein gebundener Begleiter ist oder nur ein Stern, der zufällig in der Sichtlinie nahe an HR Car liegt, ist noch nicht geklärt.

4.2.2 Die Echelle-Spektroskopie

Um eine Analyse der Kinematik des Nebels zu machen, wurden neben den Bilder auch hochaufgelöste Echelle-Spektren von dem LBV-Nebel um HR Car aufgenom-

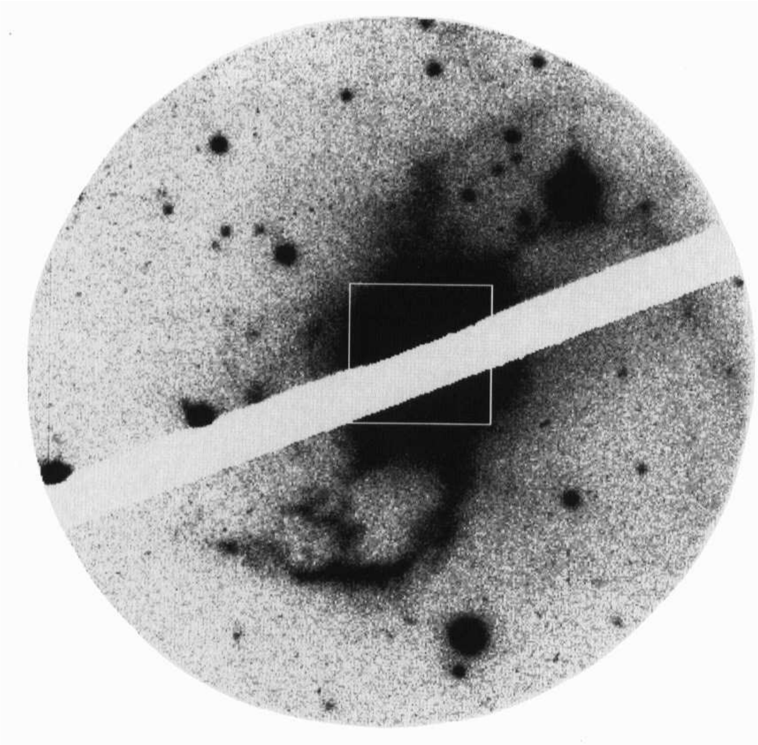


Abbildung 4.3: Hα Coronographenbild von HR Car aus Clampin et al.

men. Diese Aufnahmen wurden von mir im Januar 1996 am 4m Teleskop des Cerro Tololo Inter-American Observatory mit einem Langspalt Spektrographen durchgeführt. Die Gerätekonfiguration war analog der, die zur Beobachtung von η Carinae verwendet wurde, und wurde bereits in Kapitel 3.3.2 beschrieben. Die Reduktion der Daten erfolgte ebenfalls analog. Der Nebel um HR Carinae wurde an 2 Spaltpositionen beobachtet. Eine Position hatte einen offset von 13$''$ nach Süden von Stern (13$''$ S), die zweite einen von 13$''$ nach Norden (13$''$ N). Beide Spaltpositionen sind auch in Abb 4.2 zu sehen. Zur genauen Ausrichtung wurde der Spalt gedreht und erhielt einen Positionwinkel von PA = 60°. Die Belichtungszeit betrug 600 Sekunden auf Position 13$''$ S und 300 Sekunden bei 13$''$ N . Die reduzierten Spektren der Hα-Linie sowie der langwelligeren [N II] bei 6583Å zeigt Abb. 4.4.

4.3 Der bipolare Nebel

Der Nebel um HR Car wurde in der Arbeit von Nota et al. (1995) [80], das mehrere LBV-Nebel behandelt, als ein "filamentärer Nebel" eingestuft. Das im gleichen Jahr veröffentlichte und bisher beste Bild von HR Cars Nebel in Clampin et al. (1995) [12] deutet aber eine bipolare Struktur des Nebels hin, wie Hutsemékers und van Drom [50] sie schon 1991 vermutet haben.

Das Coronographenbild[1] von Clampin et al. (Abb. 4.3) zeigt den elongierten Nebel um HR Car mit einer ungefähren Größe von $37'' \times 19''$ und einem Positionswinkel der langen Achse von circa 150°. Der südöstliche Bogen erscheint heller und einzelne Emissionsknoten begleiten den Bogen, der eine Entfernung von bis zu $19''$ vom Stern erreicht. Der Bogen entspricht dem, den auch Hutsemékers & van Drom [50] fanden. Der zweite von diesen Autoren gefundene Bogen zeigte sich unter der besseren Auflösung als eine Kette von Knoten (siehe Abb. 4.3). Ein nördlicher Bogen ist weniger hell und schwer von der diffusen Emission zu unterscheiden. Die Bilder des 0.9m Teleskops haben eine schlechtere Auflösung, aber dafür auch keinen occulting bar, der auch Teile des Nebels verdeckt. Dadurch ließ sich eine neue Hauptachse bestimmen, weil der Nebel nun vollständig zu erkennen war. Die lange Hauptachse hat demnach einen Positionswinkel von PA = $125 \pm 5°$.

4.4 Die Kinematik des Nebels um HR Carinae

Zur Untersuchung der Dynamik und kinematischen Struktur des Nebels um den LBV HR Carinae wurden die Echelle-Langspalt Spektren (Abb. 4.4) verwendet. Die 'x-Achse' in dieser Abbildung entspricht der räumlichen Achse, die von Nordosten (links) nach Südwesten (rechts) verläuft und in diesem Ausschnitt $78''$ lang ist. Die Dispersionsachse (y-Richtung) ist 13 Å ($= 600\,\mathrm{km\,s^{-1}}$) hoch und nimmt in der Wellenlänge nach oben hin zu. Abbildung 4.4 (a) und (b) entsprechen der Hα- und [N II]λ 6583Å-Linie an der Spaltposition $13''$ Nord, (c) und (d) der Hα- und [N II] 6583Å-Linie an der $13''$ südlichen Spaltposition. Vertikale Striche resultieren aus den Kontinuumsemissionen von Sternen an diesen Positionen. Abb. 4.4 (d) zeigen einen sehr schwachen horizontalen Strich, der einer Himmelslinie entspricht.
Die gute räumliche und spektrale Auflösung des Langspalt-Spektrums ermöglicht es, selbst kleine Bewegungen und Ausdehnungsgeschwindigkeiten des Nebels festzustellen. Die Spektren zeigten die Emission des Nebels sowie eine konstante Hintergrundsemission entlang der ganzen Spaltlänge, die auf die Strahlung einer größeren Nebelstruktur hinweist, die nicht mit dem LBV korreliert ist. Für diese helle, ausgedehnte Komponente wurde eine Radialgeschwindigkeit von $v_{\mathrm{LSR}} = -10.6 \pm 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ im Local Standard of Rest (LSR) gemessen.
Durch das Messen der Intensitäten der Hα- und einer der [N II]-Linien kann eine Linienverhältnis gebildet werden, das einen ersten Hinweis auf die Metallizität und damit das Alter der Region schließen läßt. Je stärker die [N II]-Linie, desto mehr

[1] In einem Coronographenbild wird ein Teil des Bildes mit einem occulting bar ausgeblendet. Dies wird besonders bei sehr hellen Ojekten gemacht oder auch bei Aufnahmen der Sonne. Man erreicht damit, daß man Bereiche nahe um den Stern herum sehen kann und diese nicht durch den Stern überstrahlt werden. Bei den CCD-Aufnahmen verhindert es außerdem, daß der helle Stern im Zentrum saturiert wird und es zum bleeding auf dem CCD kommt.

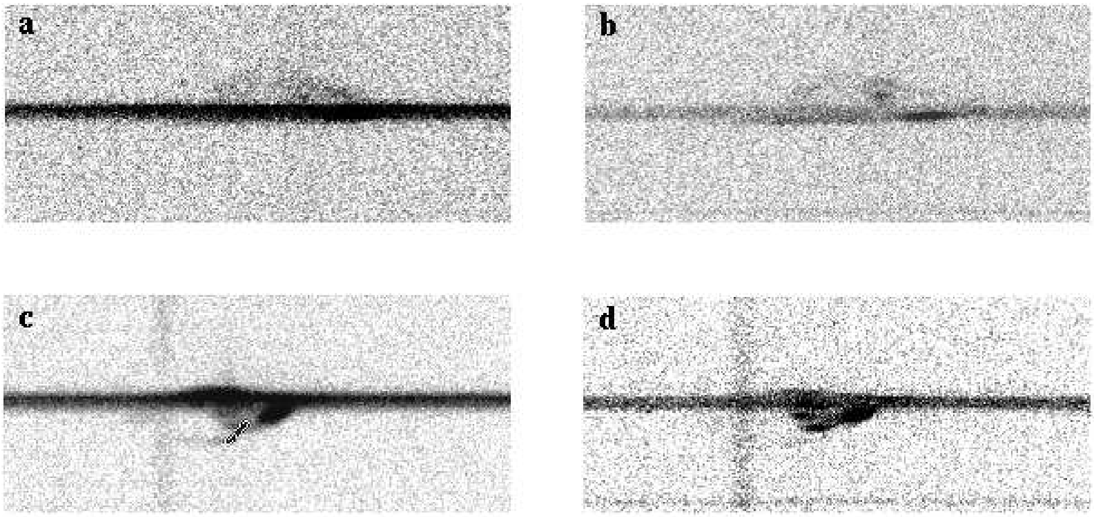
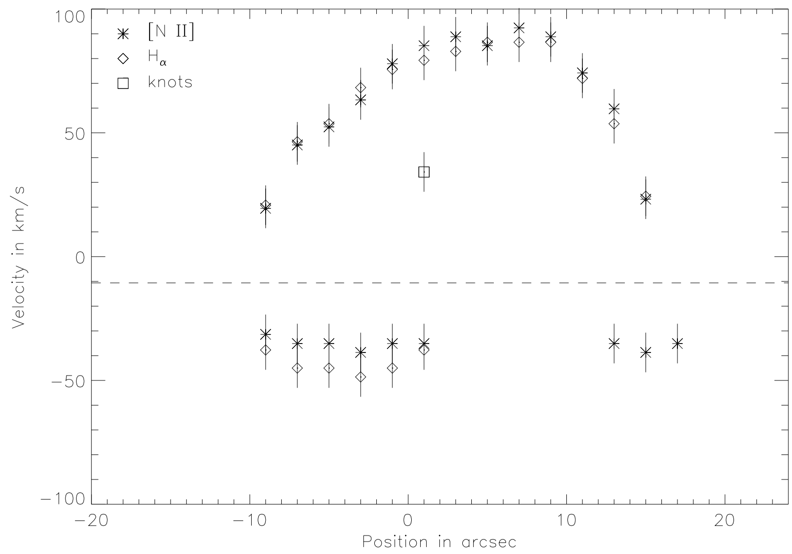


Abbildung 4.4: Echellogramm des Nebels um HR Car. (a) Hα-Linie bei 13″ N, (b) [N II]λ6583 Å-Linie bei 13″ N, (c) Hα-Linie bei 13″ S und (d) [N II]λ6583 Å-Linie bei 13″ S. Die räumliche Achse (horizontal) ist 78″ lang und verläuft von Nordosten (links) nach Südwesten (rechts). Die spektrale Achse (vertikal) ist 13 Å (bzw. 600 km s^{-1}) hoch, und die Wellenlänge nimmt nach oben hin zu.

Stickstoff ist vorhanden, vorausgesetzt, daß das Ionisationspotential gleich ist. Die Linienstärke hängt außer von der Stickstoffhäufigkeit auch vom lokalen Potential ab. Das Verhältnis der Hintergrundsemission von [N II]λ6583Å/Hα ist 0.30-0.35. Dies ist ein typischer Wert für galaktische H II-Regionen (Shaver et al. 1983 [94]).
Zwei kinematische Komponenten des Nebels um HR Car wurden gefunden. Zum einen sieht man in allen Spektren schwache, zusammenhängende, halbkreisförmige Bögen. Diese repräsentieren die Expansionsstrukturen, die aus dem südlichen Bogen (Abb. 4.3) so wie aus einem nördlichen Bogen kommen, der nur schwach auf dem Coronographenbild zu sehen ist. Neben dieser allgemeinen Expansionsstruktur zeichnen sich sehr helle individuelle Knoten ab, deren Geschwindigkeiten kleiner als die der expandierenden Bögen ist. Das Linienverhältnis von [N II]λ6583Å/Hα in den expandierenden Bögen ist 0.30 $\pm$ 0.05, und damit ähnlich zu den Werten, die für die Hintergrundsemission gefunden wurden. Im Gegensatz dazu besitzen die Knoten einen um Faktor 3 höheren Wert von [N II]λ6583Å/H$\alpha \simeq 0.9$. Aus der Arbeit von Hutsemékers & van Drom läßt sich ein Verhältnis von [N II]λ6583Å/H$\alpha = 0.43$ ableiten, was mit den oben genannten Werten recht gut übereinstimmt, da die Autoren bei ihren Messungen wegen der zu geringen räumlichen Auflösung einen Mischwert erhielten, der sich aus einem Beitrag der Bögen und einem der Knoten zusammensetzt. Im folgenden werden die einzelnen kinematischen Komponenten des Nebels, die expandierenden Bögen (Schale) und die Knoten, getrennt diskutiert.

4.4.1 Die expandierenden Schalen

Um einen näheren Aufschluß über die großskalige Expansionsstruktur des Nebels, d.h. der Bögen zu erhalten, wurden die Radialgeschwindigkeiten entlang der Bögen von der Hα- und der helleren [N II]λ6583Å-Linie gemessen. Ein Diagramm, in dem die Geschwindigkeit in $\mathrm{km\,s^{-1}}$ gegenüber der Position in Bogensekunden aufgetragen wurde, zeigt Abb. 4.5. Der Nullpunkt entspricht der Position in der der Spalt die Hauptachse des bipolaren Nebels schneidet. Hier gilt noch der Positionswinkel von 150°, da die Ausrichtung der Spektren nach der Annahme dieses Winkels gemacht wurden, und sich erst später in den 0.9m-Teleskop-Bilder der neue Winkel ergab. Negative Positionen bezeichnen einen Abstand in nordöstlicher Richtung, positive in südwestlicher Richtung. Sterne markieren die Meßpunkte, die aus der [N II]-Linie resultieren, Rauten die aus der Hα-Linie. Vierecke markieren die einzelnen Knoten, auf die im nächsten Teilabschnitt näher eingegangen wird. Ein Fehlerbalken von $\pm 8\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ ergibt sich aus der Meßungenauigkeit, die Messung war insbesondere dadurch ungenau, weil die Emission sehr schwach ist. Als Referenzpunkt in der Geschwindigkeitsachse zeigt eine gestrichelte Linie die konstante Hintergrundsemission von $v_{\mathrm{LSR}} = -10.6\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.
Ein Vergleich der Bilder des Nebels (Abb. 4.2 und Abb. 4.3) mit den Echelle-Spektren (Abb. 4.4) zeigt, daß die filamentäre, bogenförmige Emission durch eine expandierende Schale dargestellt werden kann. Der Bogen, der schon bei Hutsemékers & van Drom diskutiert wurde und der bis zu 19″ südöstlich reicht, stellt in diesem Falle den Rand der Schale dar. Die große Flächenhelligkeit dieses Bogens erklärt sich dann daraus, daß entlang der Sichtlinie eine großere emittierende Fläche ist, nämlich der Schalenrand. Daß der Bogen eine geschlossene Schale ist und nicht nur ein Halbbogen, beweisen die Echelle-Daten. Die Emission der expandierenden Schale (im Spalt bei 13″S) zeigt sich nicht nur im Bereich des Bogens, sondern erstreckt sich entlang des Spaltes weiter. Das Abnehmen der Expansionsgeschwindigkeit vom Nullpunkt (Abb. 4.5 unten) aus spiegelt ein typisches Geschwindigkeitsbild einer expandierenden Schale wieder. Da sich zusätzlich eine zweite, rotverschobene Geschwindigkeitskomponente fand, die eine ähnliche Expansionsstruktur zeigt, kann man vermuten, daß wir es nicht nur mit einer expandierenden Schale, sondern sogar mit einer geschlossenen Hülle zu tun haben. Ein analoges Bild (Abb 4.5 oben), mit denselben Schlußfolgerungen ergibt sich aus dem Spektrum bei Position 13″N.
Die beiden Abbildungen (Abb 4.5) zeigen weiterhin, daß die größte Expansionsgeschwindigkeit in der nördlichen Spaltposition 5″ südwestlich von der angenommenen Hauptachse (PA = 150°) auftritt und in der südlichen Position 5″ weiter nordöstlich. Da man erwartet, daß die maximale Expansion direkt an der Hauptachsenposition auftreten würde, ist dies ein weiterer Hinweis, daß die neu gemessene Hauptachse, mit 125° eine bessere Beschreibung der Lage der Hauptachse liefert.



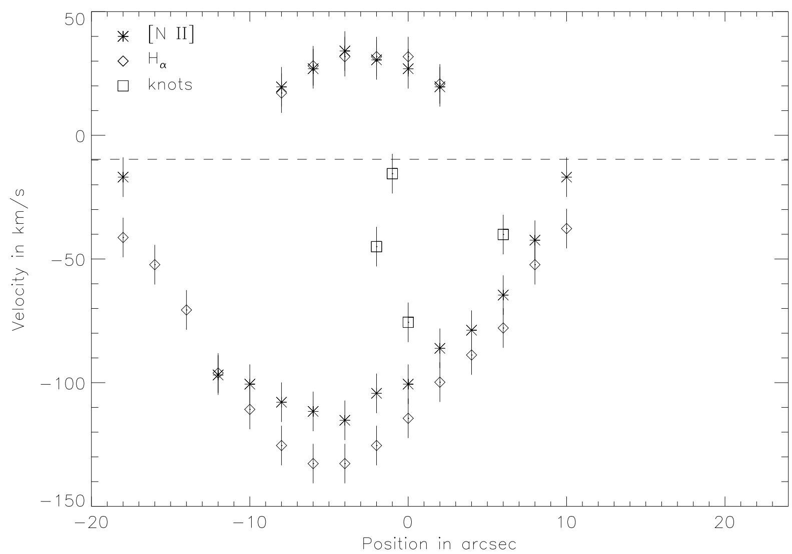


Abbildung 4.5: In diesen Diagrammen wurde die Geschwindigkeit gegenüber der Position aufgetragen. Das obere Diagramm folgt aus der Spaltposition bei 13″ N, das untere aus der Position bei 13″ S. Der Nullpunkt wird durch die Hauptachse des Nebels definiert. Positive Werte sind Abstände in südwestliche, negative in nordöstliche Richtung. Eine gestrichelte Linie repräsentiert die Hintergrundsemission.

Die Geschwindigkeitsanalyse zeigt, daß der Nebel von HR Car eine *bubble* (Blase) im Südosten sowie eine im Nordwesten besitzt, die beide expandieren. Die bubble im Nordwesten (Abb 4.5 oben) bewegt sich insgesamt von uns weg, während die südöstliche bubble auf uns zu kommt (Abb 4.5 unten). Dies zeigt, was auch die Bilder schon vermuten lassen (Abb 4.2, 4.3), daß die bipolare Struktur geneigt ist, d.h. die nördliche bubble weiter hinten ist als die südlichere, welche in die Beobachterrichtung geneigt ist. Die nordwestliche bubble kommt mit einer maximalen Geschwindigkeit von $v_{\rm LSR} = -48 \pm 8\,{\rm km\,s^{-1}}$ auf uns zu und bewegt sich mit einer Höchstgeschwindigkeit von $v_{\rm LSR} = +92 \pm 8\,{\rm km\,s^{-1}}$ von uns weg. Der südöstliche Teil bildet eine bubble, die sich mit $v_{\rm LSR} = -133 \pm 8\,{\rm km\,s^{-1}}$ uns nähert und mit $v_{\rm LSR} = +30 \pm 8\,{\rm km\,s^{-1}}$ sich entfernt. Nimmt man an, daß diese beiden bubbles, die eine bipolare Symetrie des Nebels bilden, zur gleichen Zeit und mit der gleichen Geschwindigkeit entstanden sind, kann man aus den Expansionsgeschwindigkeiten eine radiale Systemgeschwindigkeit des Nebels und des Sterns ableiten. Die algebraische Mittelung ergibt hierfür einen Wert von $-14 \pm 5\,{\rm km\,s^{-1}}$. Diese Geschwindigkeit ist ähnlich wie die der Hintergrundskomponente bei $-10.6\,{\rm km\,s^{-1}}$, weicht aber stark von der Radialgeschwindigkeitsmessung ab bei der Hutsemékers & van Drom [50] durch Absorptionslinienbestimmung auf einen Wert von $+\ 9\,{\rm km\,s^{-1}}$ kamen. Es sei dennoch angemerkt, daß der Wert von $-14 \pm 5\,{\rm km\,s^{-1}}$ im Bereich der gemessenen Werte von Hutsemékers & van Drom [50] liegt. Diese Werte streuen stark für die unterschiedlichen Ionensorten und zeigen radiale Geschwindigkeiten zwischen $v_{\rm LSR} = +\ 9\,{\rm km\,s^{-1}}$ und $v_{\rm LSR} = -99\,{\rm km\,s^{-1}}$. Unter Anwendung der kinematischen Entfernungsbestimmung ergibt sich nun für HR Car eine neue Entfernung von 2.3 ± 0.5 kpc. Da diese Methode aber, wie schon erwähnt, recht ungenau ist, wird für die weitere Analyse der Wert von 5 kpc verwendet, welcher auch durch eine kinematikunabhängige Methode bestätigt wurde (van Genderen et al. 1991 [111]).
Die Geschwindigkeit der Hintergrundsemission ist mit $v_{\rm LSR} = -10.6\,{\rm km\,s^{-1}}$ sehr ähnlich der des Carina-Nebels (Courtès et al. 1966 [16]; Walborn & Hesser 1975 [117]). Dies mag daraus erklärt werden, daß die am Himmel projizierte Position von HR Car mit einem schwachen Filament zusammenfällt, welches ein Teil der großen Carina H II-Region zu sein scheint.

4.4.2 Die [N II]-hellen Knoten

Neben der großskaligen Expansion der bubbles wurden in beiden Spaltpositionen [N II]-helle Knoten gefunden, deren Eigengeschwindigkeit signifikant von den Expansionsgeschwindigkeiten der bubbles abweicht. Insgesamt wurden 5 Knoten identifiziert, 4 davon in der südlichen Spaltposition, nur einer in der nördlichen. Alle Knoten sind durch kleine Quadrate in den Geschwindigkeits-Positions-Diagrammen

Tabelle 4.1: Positionen und Geschwindigkeiten der [N II]-hellen Knoten.

Knoten #	bubble und Position		Geschwindigkeit $\mathrm{km\,s^{-1}}$	[N II]λ6583Å/Hα
1	Südosten	$-2''$	-45.1	0.88
2	Südosten	$-1''$	-15.5	0.88
3	Südosten	$0''$	-75.6	*
4	Südosten	$6''$	-40.1	0.83
5	Nordwesten	$1''$	$+34.2$	0.90

* Die Hα-Linie wurde durch einen cosmic ray getroffen und verhinderte die Bestimmung von [N II]λ6583Å/Hα .

eingetragen (Abb 4.5). Die Geschwindigkeiten der Knoten streuen stark zwischen $-75\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und $+34\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ (Tabelle 4.1), sind aber immer kleiner als die Expansionsgeschwindikeit der Hülle an dieser Stelle. Die Knoten lassen sich im Hα-Bild, (Abb 4.2) und noch besser im Coronographenbild aus Clampin et al. (1995) [12] (Abb 4.3) wiederfinden. Alle Knoten erscheinen projiziert innerhalb der bipolaren bubble-Strukturen zu liegen.

Die Knoten #1 bis #4 liegen innerhalb der südöstlichen bubble (Abb 4.5 unten). Der Knoten #1, bei einer Position von $-2''$, sowie der Knoten #2 bei $-1''$ liegen fast zentral auf der Hauptachse und haben sehr geringe Geschwindigkeiten von nur $v_{\#1} = -45\ \mathrm{km\,s^{-1}}$ und $v_{\#2} = -15\ \mathrm{km\,s^{-1}}$ im Vergleich zur Expansionsgeschwindigkeit der Hülle an dieser Stelle. Die stark unterschiedlichen Geschwindigkeiten und insbesondere die wesentlich höheren Verhältnisse von [N II]λ6583Å/H$\alpha \sim 0.88$ zeigen, daß der physikalische Ursprung der Knoten verschieden zu dem der Hüllen ist. Alleine durch die Langspalt Daten und die Bilder wird noch nicht klar, ob die Knoten innerhalb der bubble liegen oder nur auf diese Position hinprojiziert sind.
Im Gegensatz dazu scheinen Knoten #3 (auf der Hauptachse) und Knoten #4 (bei $6''$) in ihrer Expansionsgeschwindigkeit ungefähr der der Hülle zu folgen, denn sie sind nur marginal langsamer als die Hülle an derselben Stelle (Abb 4.5 unten). Diese Geschwindigkeitsstrukur läßt vermuten, daß ein physikalischer Zusammenhang der Knoten mit der expandierenden Schale besteht, d.h. daß diese Knoten entweder dichtere Inhomogenitäten der bubbles darstellen, die der allgemeinen Expansion in etwa folgen, oder Ergebnisse einer Wechselwirkung dichter Klumpen mit der Hülle sind.
Knoten #5 (bei $1''$) befindet sich in der nördlichen bubble. Auch er hat wie Knoten #1 und #2 eine geringere Geschwindigkeit, bewegt sich aber als Bestandteil der hinteren bubble von uns weg. Auch hier ist es nicht klar, ob der Knoten nur in die

bubble hineinprojiziert ist oder wirklich innerhalb der Schale liegt. Es besteht die Möglichkeit eines weiteren Knotens in dieser nordwestlichen bubble, der sich in der Geschwindigkeit kaum vom dem Teil der Hülle unterscheidet, die auf uns zu kommt. Ein Indiz, daß es sich um einen Knoten handeln könnte, liefert das Linienverhältnis, welches hier einen Wert von [N II]λ6583Å/H$\alpha \sim 0.6$ erreicht, welcher kleiner als der Wert der anderen Knoten ist, aber auch höher als das Verhältnis für die Schale.

Die hohen Linienverhältnisse von [N II]λ6583Å/Hα sind recht typisch für Knoten und einige Strukturen in LBV-Nebeln. Für die sehr helle *S condensation* im LBV-Nebel um η Carinae fand sich ein extrem hoher Wert von bis zu [N II]λ6583Å/H$\alpha = 7.5$ (Davidson et al. 1982 [22]). Ein weniger extremes Beispiel liefern Messungen aus dem Nebel um AG Carinae, die ein Verhältnis von [N II]λ6583Å/H$\alpha = 0.48 \pm 0.05$ ergeben (de Freitas Pacheco et al. 1992 [24]). Ähnlich [N II]-helle Knoten finden sich auch in den Ring-Nebeln um Wolf-Rayet-Sterne (z.B bei RCW 104, Goudis et al. 1988 [40]), doch der genaue Ursprung dieser Knoten ist noch unklar. Eine hohe Stickstoffhäufigkeit wurde für [N II]-helle Wolf-Rayet-Nebel (M1-67, Esteban et al. 1991 [30] und NGC 6888, Esteban & Vílchez 1992 [31]) ebenso wie für [N II]-helle Knoten in Planetaren Nebeln gefunden (NGC 6571, Chu et al. 1991 [11]). Es ist also sehr wahrscheinlich, daß die [N II]-hellen Knoten in HR Carinaes Nebel eine Überhäufigkeit an Stickstoff haben, was zur Interpretation paßt, daß HR Car ein LBV ist, der prozessiertes Material durch eine Ejekta verloren hat. Die Stickstoffüberhäufigkeit folgt aus der Eigenschaft, daß LBVs schon entwickelte Sterne sind, die durch den CNO-Zyklus angereichertes Material verlieren (Kapitel 2.1, 2.2.2, 2.3.2; Maeder 1983 [64]; Langer et al. 1994 [61]).

4.5 Struktur des Nebels und seine Umgebung

Aus der Geschwindigkeitsanalyse wurde deutlich, daß HR Car einen bipolaren LBV-Nebel besitzt mit einer expandierenden bubble im Nordwesten und einer im Südosten. Eine Abschätzung der radialen Expansionsgeschwindigkeit ergibt, daß diese nicht kleiner als die halbe Linienaufspaltung und nicht größer als die gesamte Linienaufspaltung sein kann, d.h. $75\,\mathrm{km\,s^{-1}} < v_{\mathrm{exp}} < 150\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Im Spalt zeigt die nordwestliche bubble einen Durchmesser von $26''$ und die südöstliche von $28''$. Unter der angenommenen Entfernung von 5 kpc entspricht dies 0.63 und 0.67 pc. Wenn man davon ausgeht, daß die bubbles rund sind und es keinen weiteren Beschleunigungsmechanismus gab, so ergibt sich ein unteres Limit für das dynamische Alter der bubbles von 4200-8400 Jahren.

Der Nebel um HR Car erinnert an die bipolare Struktur, die um den LBV-Nebel von η Car gefunden wurde (Kapitel 3.2). Dieser ist circa um den Faktor 6 kleiner, jede bubble hier ist nur 0.1 pc groß. Gleichzeitig ist der Nebel von η Carinae aber jünger ($\sim$ 150 Jahre). Dies legt die Vermutung nahe, daß HR Car womöglich eine

alte, entwickelte Version des η Car Nebels ist.
Außer den LBV-Nebel zeigten die Bilder vom 0.9m Teleskop (Abb 4.1 rechts) eine zweite nebelige Struktur $2\overset{\prime}{.}5$ nordwestlich von HR Car. Dieser Nebel ist sehr schwach und nur die hellsten Teile konnten auf den ESO R-Aufnahmen des Southern Sky Atlas wiedergefunden werden. Die Hauptachse dieses halbelliptischen Nebels scheint mit der des bipolaren LBV-Nebels in etwa übereinzustimmen. Diese Morphologie und die Tatsache, daß HR Car ein entwickelter massereicher Stern ist, läßt vermuten, daß HR Car für die Entstehung und Ionisation des Nebels verantwortlich ist. Unter der Annahme, daß dieser Nebel mit HR Car korreliert ist, und damit auch eine Entfernung von 5 kpc besitzt, wäre die Distanz des Nebels zu HR Car zwischen 3 und 4.5 pc. Die Ejekta eines LBVs würde 26000 Jahre benötigen, um diese Distanz zu erreichen, wenn die Ausbruchsgeschwindigkeit ähnlich zu der wäre, die wir in HR Cars LBV-Nebel sehen, nämlich $150\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Diese Zeitspanne ist vergleichbar der Zeit, die ein Stern in der LBV-Phase verbringt (Kapitel 2.2). Nimmt man eine Geschwindigkeit von $v_{\mathrm{exp}} = 240\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ an, eine typische Expansionsgeschwindigkeit von LBV-Hüllen (García-Segura et al. 1996 [37]), so wäre der Abstand, an dem sich der filamentäre Nebel heute befindet, schon nach 16000 Jahren erreicht. Diese zeigt die Möglichkeit, daß der äußere Nebel um HR Car eine schon ältere LBV-Hülle darstellt und HR Car einen alten LBV, was auch zu seiner Position im HR-Diagramm paßt (Abb. 2.4), in dem er schon ein gutes Stück unterhalb des Humphreys-Davidson Limits liegt (Humphreys & Davidson 1994 [49]).
Ein zweites mögliches Szenario wie dieser Nebel entstanden sein könnte, ist die Entstehung einer windgeblasenen bubble. Der schnelle Wind, den massereiche Sterne während ihrer Hauptreihenphase verlieren, schiebt das ihn umgebende Interstellare Medium auf und und formt eine *interstellar bubble* (siehe Kapitel 2.3.1; Weaver et al. 1977 [123]). Das Alter einer solchen bubble kann abgeschätzt werden und ergibt sich aus Weaver et al. (1977) [123] Formel (51) und (52), sowie aus Castor et al. 1975 [8]

$$
\begin{aligned}
R_2(t) &= 27 n_0^{-1/5} L_{36}^{1/5} t_6^{3/5}\ \mathrm{pc} \\
V_2(t) &= 16 n_0^{-1/5} L_{36}^{1/5} t_6^{-2/5}\ \mathrm{km\,s^{-1}} \\
&\Downarrow \\
t_6 &= \eta \frac{R_2(t)}{V_2(t)}
\end{aligned}
$$

Hierbei entsprechen R_2 dem Radius des aufgeschobenen Materials, $t_6 \equiv t/10^6$ Jahren und n_0 der atomaren Dichte des den Stern umgebenden Interstellaren Mediums. V_2 ist die Expansionsgeschwindigkeit der bubble bei R_2. Der Parameter η ist in diesem Falle $16/27 \sim 0.6$ und gilt für eine energieerhaltende, windgeblasene bubble, die in ein homogenes Interstellares Medium hineinexpandiert. Ein Wert von $\eta \sim 0.5$ ergibt sich aus einer Rechnung von Steigman et al. (1975) [97] für eine impulserhaltende bubble.

$L_{36} \equiv L_{\rm w}/10^{36}{\rm erg\,s^{-1}}$ wobei $L_{\rm w}$ die 'mechanische' Leuchtkraft ist. Eine Definition dazu wird in Kapitel 2.3.1 gegeben. Nimmt man eine typische Expansionsgeschwindigkeit der bubble von $20\,{\rm km\,s^{-1}}$ an, ergibt sich für den nordwestlichen Nebel um HR Car ein dynamisches Alter von 1 bis 2 10^5 Jahren. Da HR Car aber schon ein entwickelter Stern ist, der die LBV-Phase erreicht hat, müßte eine im Hauptreihenstadium geformte windgeblasene bubble älter sein als 10^5 Jahre, da das Alter des Sterns beim Eintritt in die LBV-Phase schon circa 3.35 10^6 Jahre beträgt (Kapitel 2.2.2). Ausnahme wäre, wenn die Dichte des Interstellaren Mediums extrem hoch wäre und dies die bubble stark in ihrer Ausdehnung hindern würde, wodurch das Alter unterschätzt würde.

Daß der nordwestliche Nebel eine Art bubble oder Hülle sein könnte, wird dardurch unterstützt, daß innerhalb der elliptischen Struktur eine wabenartige Substruktur zu erkennen ist (Abb. 4.1 rechts). Wie ein Netz durchweben kleinste Filamente den Nebel und unterstützen die dreidimensionale Form einer Halbschale, ähnlich wie in Supernovaüberresten. Es sei weiter bemerkt, daß sich am nordwestliche Ende des Nebels eine circa $2'$ ($\sim$3 pc) lange elongierte 'Nase' zeigt. Die Form der Struktur läßt vermuten, daß es sich hierbei um einen *blowout* aus der bubble handelt, doch um das zu beweisen und den Ursprung dieses Nebels genau festzulegen, bedarf es noch weiterer Beobachtungen und Analysen, welche mit dem vorliegenden Datensatz nicht gemacht werden konnten.

Zuletzt eine kurze Betrachtung bezüglich der Hintergrundsemission, die sich in den Langspaltspektren bei einer Geschwindigkeit von $v_{\rm LSR} = -10.6\,{\rm km\,s^{-1}}$ zeigt (Abb. 4.4 und Abb. 4.5 gestrichelte Linie). Diese Hintergrunds H II-Komponente hat eine Halbwertsbreite (full width of half maximum, FWHM) von $41\,{\rm km\,s^{-1}}$, nachdem sie bezüglich der instrumentellen Verbreiterung von FWHM $= 14\,{\rm km\,s^{-1}}$ korrigiert wurde. Eine so starke Verbreiterung läßt sich durch thermische Bewegungen eines Gases erklären, das eine Temperatur von $\simeq 10^4$ K hat. Die Linie zeigt keine Aufspaltung, d.h. es handelt sich wahrscheinlich nicht um eine expandierende großskalige bubble, außer in dem Fall, daß die Linienaufspaltung kleiner ist als das spektrale Auflösungsvemögen des Teleskops. Wie schon in Kapitel 4.4.1 erwähnt, lassen die Geschwindigkeiten des turbulenten Gases vermuten, daß es Bestandteil des großen Carina H II-Komplexes ist, der in der Sichtlinie zu HR Car liegt. Es ist aber nicht ausgeschlossen, daß dieses Gas auch lokal um HR Car liegt und von dort ionisiert wird.

Kapitel 5

Ring-Nebel um Blaue Überriesen in der LMC

5.1 Die Sterne Sk-69 279 und Sk-69 271

Im Gegensatz zu η Carinae und HR Carinae wird sich dieses Kapitel mit zwei Sternen befassen, von denen bisher nicht bekannt war, daß sie eine Zirkumstellare Hülle besitzen. Bei Auswertungsarbeiten an Daten des supergiant shell LMC2 (Bomans et al. 1995 [5]) in der Großen Magellanschen Wolke (Large Magellanic Cloud: LMC), wurden bubbles (Abb. 5.1 und 5.2) um die zwei Sterne Sk-69 279 uns Sk-69 271 (Weis et al. 1995 [125]) gefunden. Die Identifikation der Sterne erfolgte mit Sanduleak's Survey of LMC members (1971) [91]. Der Nachweis, daß die bubble-Strukturen real sind und nicht Reflektionen des Teleskopes, wurde durch eine Überprüfung anhand der Aufnahmen für den 'Emission Line Survey of the Magellanic Clouds' (PI: R.C. Smith) mit dem Curtis Schmidt Teleskop gemacht. Die survey-Aufnahmen zeigen eine diffuse Struktur, zentriert auf die Sterne.
Beide Sterne liegen am Rande der H II-Region N 160 (Fig. 5.2), die südlich des großen 30 Doradus-Komplexes liegt und am südwestlichen Rande des supergiant shell LMC2 . Der Stern Sk-69 279 zeigt eine geschlossene bubble mit einem Durchmesser von $18''$, während die bubble um den Stern Sk-69 271 nur eine Halbschale zeigt (Fig 5.2), die eine Größe von $21''$ besitzen würde, wäre sie auch geschlossen. Als Entfernungsmodul zu LMC wird ein Wert von 18.5 angenommen, dies entspricht einer Entfernung von $\sim 50\,\mathrm{kpc}$. Dieses Entfernungsmodul ergibt sich aus einer gewichteten Mittelung der bekannten Werte aus der Literatur. Neuste Bestimmungen ergeben $(m-M)_0 = 18.56 \pm 0.12$ aus Messungen von Cepheiden, 18.50 ± 0.28 durch RR Lyrae-Sterne und 18.48 für Mira Veränderliche (Westerlund 1990 [126]). Aus Messungen, die die SN1987A verwendeten, ergaben sich die Werte $(m-M)_0 = 18.47 \pm 0.18$ (Hanuschik & Schmidt-Kaler 1991 [42]) und 18.50 ± 0.13 von Panagia et al. (1991) [83].
Die bubble um Sk-69 279 hat danach einen Durchmesser von 4.5 pc, die Halbschale

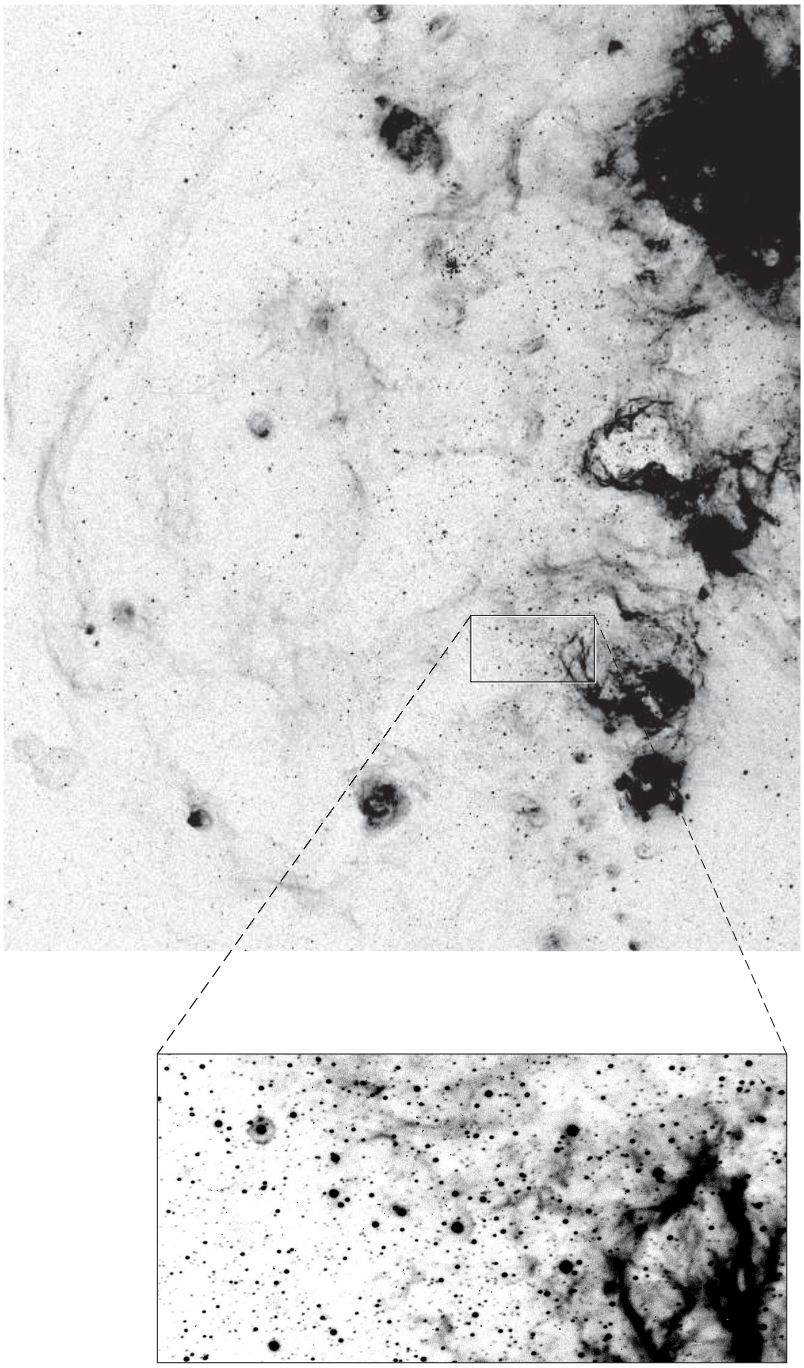


Abbildung 5.1: Hα-Bild des nordöstlichen Teils der LMC aus Kennicutt & Hodge. Norden ist oben, Osten zur linken. Die starke Emission im Nordwesten ist Teil der Riesen-H II-Region 30 Doradus. Eine Vergrößerung zeigt die bubbles und ihre nähere Umgebung im Detail und ist ein Teil der 0.9m-Daten dieser Arbeit. FOV dieses Ausschnittes ist etwa $6' \times 3'$.

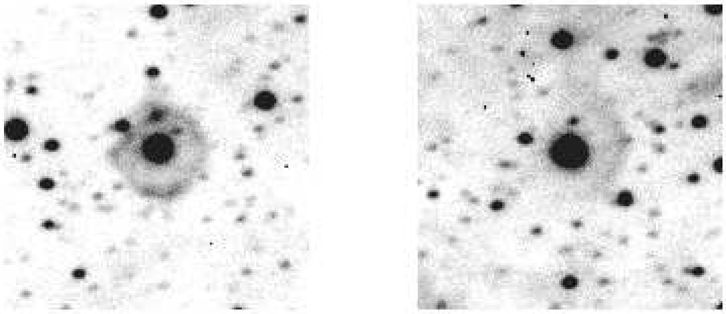


Abbildung 5.2: Hα-Bild der beiden bubbles. Jeder Ausschnitt ist $60'' \times 60''$groß. Sk-69 279 hat eine geschlossene bubble, Sk-69 271 eine Halbschale.

um Sk-69 271 wäre mit vollem Durchmesser 5.3 pc groß. Die Farben (B-V) = 0.05 und V = 12.79 (Isserstedt 1974 [52]) zeigen, daß Sk -69 279 ein blauer Überriese ist. Der Stern wurde erstmals von Rousseau et al. (1978) [89] klassifiziert als O-B0. Diese Klassifikation wurde von Conti et al. (1986) [15] verbessert, wonach der Stern heute als O9f gilt. Eine Temperaturabschätzung erfolgte durch Thompson et al. (1982) [106] und ergab $T_{\rm eff} = 30300$ K, $\log T = 4.48$ und eine $M_{\rm bol} = -9\overset{\rm m}{.}72$. Damit liegt der Stern im oberen Abschnitt des Hertzsprung-Russel-Diagramms und seine ursprüngliche Masse kann sogar über 50 $M_\odot$ gewesen sein, was ihn zum LBV machen könnte. Seine Lage im Farbenhelligkeitsdiagramm zeigt Abbildung 5.3, das aus Weis et al. (1995) [125] entnommen wurde. Der zweite Stern, Sk-69 271 zeigt eine Photometrie von (B-V) = 0.00 und V = 12.01 (Isserstedt 1974 [52]) und liegt damit auch im blauen Teil des HR-Diagramms, bzw. des Farbenhelligkeitsdiagramms (Abb. 5.3). Eine Klassifikation von Rousseau et al. (1978) [89] ergibt einen B2 Überriesen für diesen Stern. Keine neuere Klassifikation, außer dieser auf Objektivprismen basierenden, ist bisher bekannt, was die Klassifikation unsicher macht.

Tabelle 5.1: Parameter der Sterne Sk-69 279 und Sk-69 271

Stern	V	(B-V)	$M_{\rm bol}$	Spektraltyp	bubble Größe
Sk-69 279	12.79	0.05	-9.72	O9f	4.5 pc
Sk-69 271	12.01	0.00	-	B2	5.3 pc

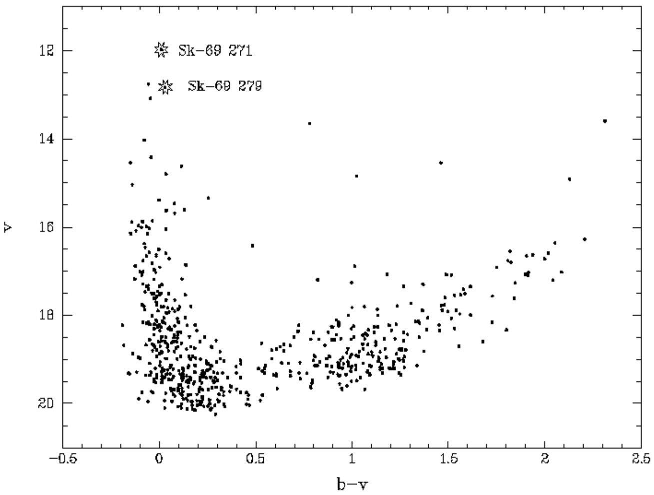


Abbildung 5.3: Farbenhelligkeitsdiagramm des Feldes mit den Sternen Sk-69 279 und Sk-69 271.

5.2 Datenaufnahme und Reduktion

5.2.1 Imaging

Auch für diese bubbles wurden Bilder mit dem 0.9m Teleskope am Cerro-Tololo Inter-American Observatory im Januar 1996 von mir angefertigt. Das Gesichtsfeld (Field of view, FOV) war diesmal $13\rlap{.}'5 \times 13\rlap{.}'5$. Es wurden Aufnahmen mit einem breitbandigen Johnson-Cousin B, V und R Filter sowie mit schmalbandigen Hα und [O III] Filtern gemacht. Der Hα Filter wurde auf λ6563 Å zentriert und hatte eine Breite von 75 Å, womit er die [N II]-Linien bei λ6548Å und λ6583Å enthielt. Die Zentralwellenlänge des [O III] Filters betrug 5007 Å und seine Breite 44 Å. Die Belichtungszeiten reichten von 10 Sekunden bis 300 Sekunden für die B-, V-, und R-Bilder und waren immer 900 Sekunden für die Hα- und [O III]-Aufnahmen. Das seeing während der Beobachtungen war $2''$ und die Nächte waren nicht photometrisch. Die Vergrößerung in Bildes 5.2 zeigt ein Hα-Bild der Umgebung sowie die beiden bubbles.

Mit Hilfe der flußkalibrierten Schmidt Platten von Kennicutt & Hodge 1986 [54] konnte eine nachträgliche Flußkalibrierung der Hα-Bilder angebracht werden. Dazu dienten die Flüße zweier kompakter Emissionsknoten und drei Filamenten, die in den gescanten Platten und auf unserern Bildern zu sehen waren. Durch die schlechtere räumliche Auflösung der gescanten Platten entstand bei dieser übertragenen Flußeichung ein Fehler, der mit einer Unsicherheit des Hα-Flußes von circa 30% angegeben wird. Eine genaue Beschreibung der Eichung folgt im Text.

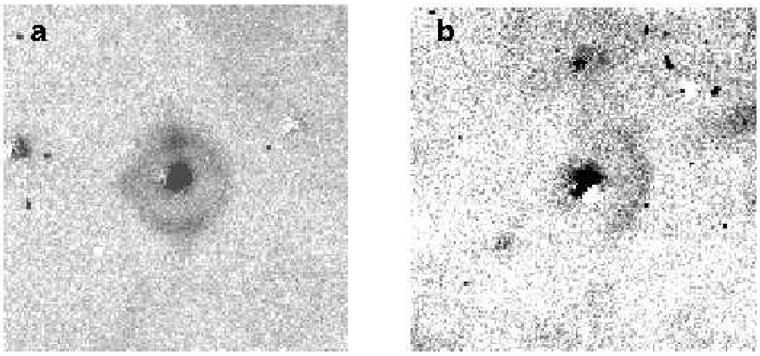


Abbildung 5.4: Kontiunuum subtrahierte Hα-Bilder der bubbles. Jedes Bild ist $1' \times 1'$. (a) Sk-69 279 (b) Sk-69 271

Auch hier wurde zusätzlich zum Hα-Bild ein kontinuumsubtrahiertes Bild erstellt, um besser zwischen Nebelemission und Hinter- bzw. Vordergrundstern zu unterscheiden. Hierfür wurde das rote Kontinuumsbild von Hα frame abgezogen, die Skalierung erfolgte durch Sterne im Feld. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.4, für die nächste Umgebung der Sterne.
Zur weiteren Untersuchung dieser bubbles wurden erneut Bilder der Umgebung mit zusätzlichen Filtern aufgenommen und zur kinematischen Analyse Langspaltspektren der beiden bubbles gemacht.

5.2.2 Echelle-Spektroskopie

Wie schon bei η Carinae und HR Carinae folgte eine kinematische Analyse mit Hilfe von Langspaltspektren. Hiezu wurde das 4m Teleskop des Cerro Tololo Inter-American Observatory in derselben Konfiguration wie bei η Car und HR Car verwendet (Beschreibung unter 3.2). Die Aufnahmen wurden von mir in derselben Nacht gemacht wie die Bilder vom 0.9m Teleskop, und das seeing war daher auch hier nur circa $2''$.
Die bubble um Sk-69 279 wurden mit 2 Spaltpositionen beobachtet. Die erste Aufnahme wurde auf den Stern zentriert, die zweite besaß einen offset von $4''$ nach Norden, in beiden Fällen betrug der Positionswinkel 90°, d.h. verlief von Ost nach West. Die Halbschale um Sk-69 271 wurde einmal mit einem Spalt beobachtet, der auf den Stern zentriert wurde und auch von Ost nach West verlief, um eventuelle schwache Emission zu detektieren, die aus der Region kamen in der die Schale nicht geschlossen schien. Die Belichtungszeit betrug 900 Sekunden für alle Spektren. Die Echelle-Aufnahmen der Hα- und [N II]λ6583Å-Linie zeigt die Abbildung 5.5. Teilbild (a) und (b) zeigen Spektren der bubble um Sk-69 279. Dabei zeigt (a) die Aufnahme der $4''$ nördlichen Position, (b) die zentriert Aufnahme. Das Spektrum der bubble

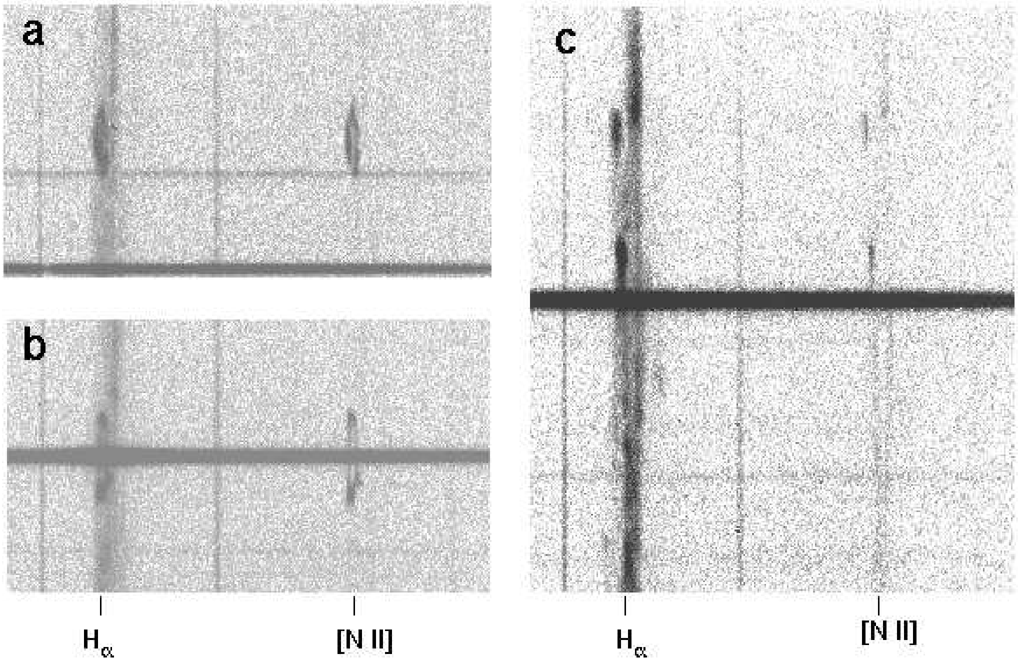


Abbildung 5.5: Echellogramm der beiden bubbles. (a) Sk-69 279 4″ nördlich, (b) Sk-69 279 zentriert (c) Sk-69 271. Die räumliche Achse ist 1′ bei (a) und (b), 2 ′ bei (c).

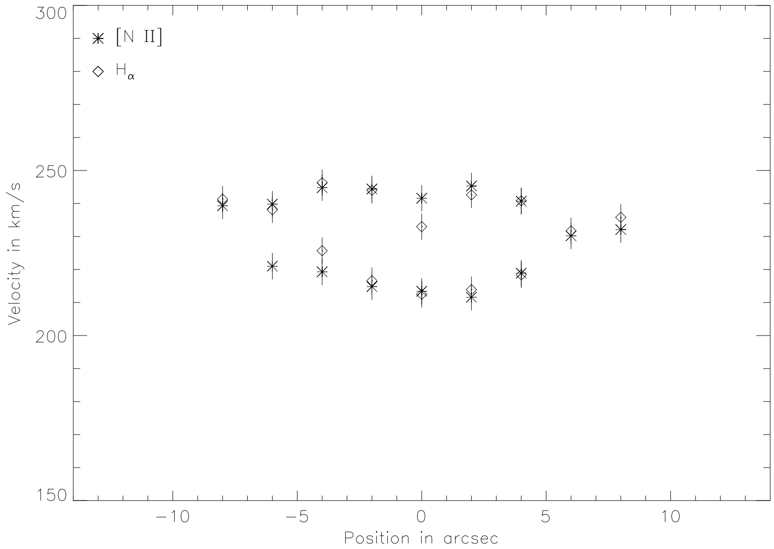
um Sk-69 271 repräsentiert Bild (c). Die Spektrale Achse läuft hier horizontal von 6560Å bis 6600Å , während die räumliche Achse 1′ für die Bilder (a) und (b) ist und 2′ bei (c). Westen ist oben, Osten nach unten. Die Datenreduktion folgte in gewohnter Weise in IRAF. Alle gemessenen Geschwindigkeiten wurden ins Heliozentrische System umgerechnet.

5.3 Analyse des Ring-Nebels um Sk-69 279

Die Abbildungen 5.2 und 5.4 zeigen wie der Stern Sk-69 279 von einer runden bubble umschloßen wird. Diese 4.5 pc große Struktur ist nahezu kreisrund. Ein näherer Blick auf das kontinuumsubtrahierte Bild zeigt, daß die Schale kleinere Substrukturen und Verdichtungen hat. Mehrere helle Strukturen sind zu sehen, davon eine im Norden (knot N), eine zweite im Süden (knot S), die beide heller als die Randaufhellung an dieser Stelle sind. An diesen Stellen und ebenso an der östlichen Seite (knot E) zeigt sich diffuse Emission, die weiter ausgedeht erscheint als bis nur bis zum bubble-Rand und keilförmige Emissionstrukturen an diesen Seiten bildet. Aus den Bildern alleine ist noch unklar, wie die dreidimensionale Form der bubble ist. Es ist nicht daraus zu entnehmen, ob die bubble wirklich eine völlig geschlossene Sphäre bildet oder eher einen Ring. Es ist ebenso unklar, ob die keilförmige Emission ein realer blowout in das Interstellare Medium ist oder nicht. Um diese Fragen beantworten zu können, ist die kinematische Betrachtungen der bubble hilfreich.

In beiden Spektren von Sk-69 279 (Abb 5.5 (a) und (b)) wurden die Geschwindigkeiten anhand der Hα- und der stärkeren [N II]-Linie bei λ6583Å gemessen. Die Geschwindigkeiten wurden gegenüber der Position aufgetragen (Abb 5.6), wobei die Position $0''$ die des Zentralsterns ist, bzw. der projizierten Position des Zentralsterns auf die bubble entspricht. Positive Positionen sind Abstände nach Osten, negative nach Westen. Aus dem fit für die Linien ergab sich ein Fehler in der Geschwindigkeit von $\pm 4\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, der als Fehlerbalken in Abb. 5.6 angenommen wurde. Rauten markieren Meßpunkte aus der Hα-Linie, Sterne die der [N II]-Linie, ein einzelner Knoten wird durch ein Quadrat angezeigt. Die Verschiebung zu Geschwindigkeiten zwischen 200-300 $\mathrm{km\,s^{-1}}$erfolgt durch die Radialgeschwindigkeit der LMC. Messungen der Radialgeschwindigkeit des H II Gases in den Echelle-Spektren liefert einen Wert von $v_{\mathrm{H\,II}} = 255\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Dies ist in Übereinstimmung mit Werten für die Radialgeschwindigkeiten aus der Literatur für die LMC, z.B. aus Rohlfs et al. 1984 [88]. Durch die überlagerte Eigenrotation der LMC streuen die Meßwerte hier für das H I Gas zwischen $190\,\mathrm{km\,s^{-1}}$und $320\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.
Die Diagramme (Abb. 5.6) zeigen eine Expansion der bubble in beide Richtungen, auf uns zu und von uns weg, mit circa $14\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Die Echellogramme (Abb 5.5 (a) und (b)) zeigen außerdem zusätzlich zur Expansion der Schale hellere Substrukturen in den Spektren.
In der nördlichen Spaltposition (Abb. 5.5 (a) und oberer Plot in Abb. 5.6) weist die Geschwindigkeitsstruktur auf eine fast perfekt runde bubble hin. Für eine expandierende Kugel wäre dies genau das Expansionsbild, das man im Geschwindigkeits-Ortsraum erwarten würde. Wir schneiden die obere Halbsphäre der Kugel und erhalten die Geschwindigkeitskomponente der von uns weg beschleunigten Front (rotverschoben) und die auf uns zu kommende Front (blauverschoben), was eine Linienaufspaltung bewirkt. Die Emission der bubble bildet ein zusammenhängendes Bild in den Spektren, was auf eine geschlosse Struktur hinweist. Es sei darauf hingewiesen, daß bei Abb 5.5 (a) die Emission der [N II]-Linie nicht geschlossen ist oder nur sehr schwache Emission von der östlichen Kante kommt. Da aber die Hα-Linie an derselben Stelle eine geschlosse Emission aufweist, wird angenommen, daß die bubble auch hier geschlossen ist und die schwache [N II]-Emission daraus folgt, daß hier entweder unterschiedliche Ionisationszustände herrschen oder weniger Stickstoff in diesem Teil der Hülle vorliegt, was durch unterschiedliches inhomogenes Mischen der Hüllenelemente erfolgten könnte.

Auch die Aufnahme bei der der Spalt auf den Stern zentriert wurde deutet auf die runde Form der bubble hin. Das Diagramm (Abb. 5.5 unten) ähnelt sehr demjeni-



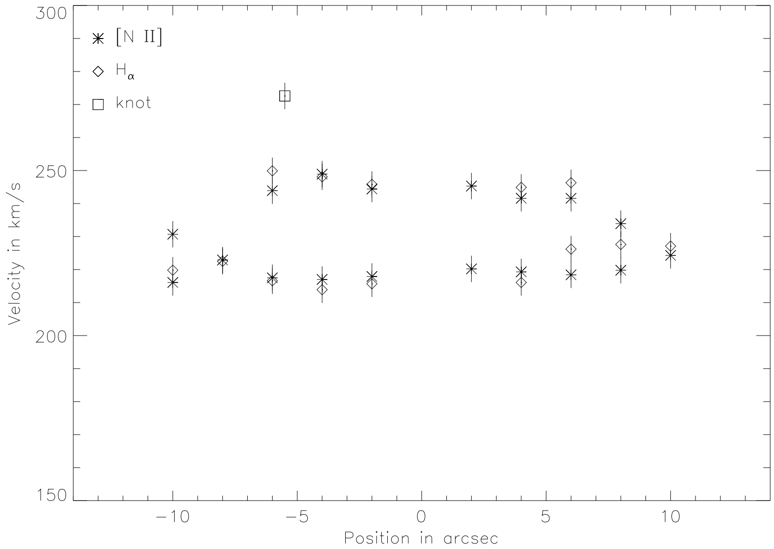


Abbildung 5.6: Geschwindigkeits-Orts-Diagramm für die bubble um Sk-69 279. Der obere Plot erfolgt aus den Daten der Spaltposition 4″ Nord, der untere aus dem auf den Stern zentrierten Spalt. Die Nullposition entspricht der Position des Sterns. Negative Werte sind Abstände in westliche Richtung, positive in östliche.

gen, welches für die nicht auf den Stern zentrierte Spaltposition gefunden wurde und unterscheidet sich lediglich im Radius der bubble. Dieser ist an der zentralen Stelle größer, da wir hier auch den Großkreis der bubble schneiden und damit ihren vollen Durchmesser. Bei beiden Spektren läßt sich schließen, daß die bubble um Sk-69 279 eine runde expandierende Schale bildet und sich mit $14\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ ausdehnt.
Neben der expandierenden Hülle lassen sich einige hellere Emissionsknoten in den Spektren auf den Hα-Bildern der bubble wiederfinden (vgl. Abb. 5.5 und Abb. 5.4) Das nördliche Spektrum hat einen helleren Knoten in der Mitte der blauverschobenen Komponente. Diese helle Region entspricht dem in den Bildern identifizierten Knoten (knot N). Der Knoten hat dieselbe Geschwindigkeit wie die Hülle und ist somit sehr wahrscheinlich eine Verdichtung mit stärkerer Emission in der Schale.
Im zentrierten Echelle-Spektrum fallen drei hellere Bereiche auf. Davon befindet sich einer am westlichen und einer am südlichen Rand der bubble. Da diese Bereiche am äußersten Rand der bubble sind und auch dieselbe Geschwindigkeit besitzen, ist es am wahrscheinlichsten, diese Gebiete stärkerer Emission mit Hilfe von Randaufhellung zu begründen. Am Schalenrand erhöht sich die optische Dicke, da wir zum Schalenrand hin durch immer mehr Material entlang der Sichtlinie sehen, was zu immer höherer Flächenhelligkeit führt. Dadurch erscheinen uns viele geschlossene Blasen nur als Ringe, klassisches Beispiel dafür ist M57, der Ring Nebel.
Eine Emissionsstruktur, die deutlich schneller als die allgemeine Expansion der Hülle ist, liegt im östlichen Teil der rotverschobenen Komponente (Abb. 5.5 (b)). Im Geschwindigkeits-Orts-Diagramm wurde der Knoten mit einem Quadrat dargestellt (Abb. 5.6 unten) und hat eine Geschwindigkeit von $272\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Dieser schnellere Knoten kann mit einem *jet* oder einer anderen intrinsich schnelleren Struktur erklärt werden, die sich auf der uns abgewandten Seite der bubble befindet. Da die Echelle-Spektren einen Zusammenhang des Knotens mit der Schale aufzeigen, wird vermutet, daß die Struktur eine Art Ausbuchtung der bubble darstellen könnte, die sich mit leicht schnellerer Geschwindigkeit vorausbewegt oder ein frühes Anzeichen für Instabilität und *blowout* ist. Vergleiche der Position dieser Struktur stimmen mit der Position des knot E überein und mögen eine Erklärung für die Unsymmetrie der bubble im Nordosten liefern (Abb. 5.1 und 5.3).
Die Analyse zeigt demnach, daß die bubble um Sk-69 279 eine geschlossen runde Sphäre bildet. Der Ursprung der hellen Emissionssubstrukturen liegt hauptsächlich in Dichteschwankungen oder Randaufhellung. Nur ein Knoten (knot E) scheint eine eigenständige Struktur zu bilden und unterscheidet sich in Bezug auf die Geschwindigkeit von der Hülle.

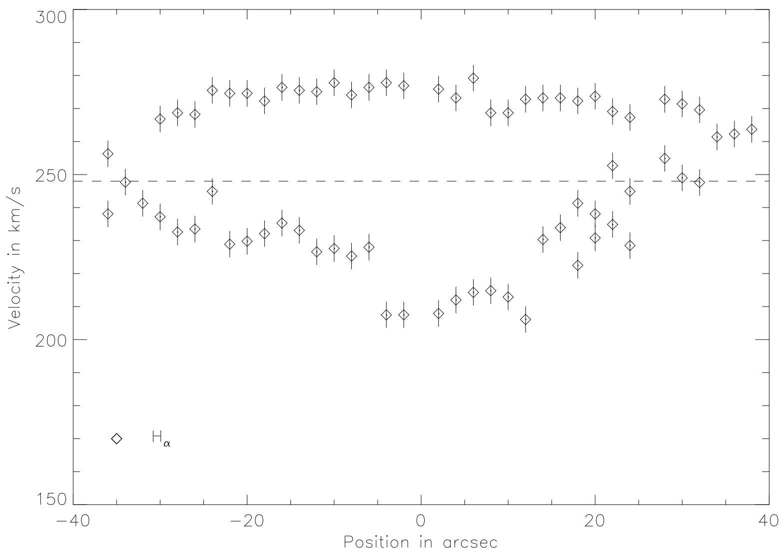


Abbildung 5.7: Geschwindigkeits-Positions-Diagramm für die bubble um Sk-69 271. Die Nullposition entspricht der Position des Sterns. Negative Werte sind Abstände in westliche Richtung, positive in östliche. Eine gestrichelte Linie zeigt die Hintergrundsemission. Der offset der Werte um die Nullposition zu geringeren Geschwindigkeiten entsteht durch die Überlagerung des hellen Knotens auf die Emission der bubble.

5.4 Das Rätsel der Hülle um Sk-69 271

Die Hα-Bilder von Sk-69 271 zeigen, daß eine halbkreisförmige Struktur den Stern auf der westlichen Seite umgibt. Nimmt man an, daß der Halbbogen zu einer geschlossenen Struktur gehört, so hätte diese bubble einen Durchmesser von 21″ bzw. 5.3 pc. Der Halbbogen zeigt keine Substrukturen oder Knoten, nur die Randaufhellung zeigt stärkere Emission. Da die bubble nur Emission an einer Seite zeigt, bleibt es unklar, ob sie geschlossen ist oder nicht. Halbbögen können sehr unterschiedliche Entstehungen zum Ursprung haben. Es mag sein, daß dieser Halbbogen eine geschlossene bubble ist, die nur an einer Seite ionisiert wurde, es ist ebenso möglich, daß nur auf der einen Seite das Aufschieben des Windes eine dichte Schale gebildet hat, die ionisiert wurde, während auf der anderen Seite das ISM nicht dicht genug war, um eine Schale aufzuschieben die ionisiert wird. Diese Idee wird insbesondere dardurch unterstützt, daß die Halbschale auf der Seite liegt, die in Richtung der H II-Region N 160 liegt, in welcher sich sehr wahrscheinlich auch die Dichte des Interstellaren Mediums erhöht, was die Ausbildung einer dichten Schale begünstigt. Eine weitere Möglichkeit für die Ausbildung dieser Halbschale liefert eine Spekulation über eine Ionisation einer geschlossenen bubble, die von der H II-Region im Westen extern ionisiert wird. Die Nähe von N 160 und damit ein hoher

Lyman-Kontinuums Strahlung könnte dazu führen, daß eine sehr dünne bubble, die sich um einen Stern gebildet hat, eventuell nicht vom Stern selber ionisiert wird, sondern von dem erhöhten Fluß aus der H II-Region. Auch dies würde zur Entstehung der Halbschale auf der der H II-Region zugewandten Seite führen. Um nun zwischen den Möglichkeiten ob geschlossen oder offen zu unterscheiden, dienen wieder Langspaltspektren, die die kinematische Struktur der bubble zeigen sollen. Das Langspaltspektrum von Sk-69 271 zeigt Abb. 5.5 (c) in den Linien Hα und sehr schwach in der langwelligeren [N II]-Linie. Der räumliche Ausschnitt ist $2'$ groß und zentriert auf den Stern. Man erkennt auch hier eine Linienaufspaltung in zwei Linien, wie man es für eine expandierende bubble erwarten würde. Trotzdem zeigt das Spektrum sehr merkwürdige Strukturen. Zunächst sei bemerkt, daß die expandierende Schale, die dort zu sehen ist, in den Spektren viel größer ist als die bubble, die in den Bildern entdeckt wurde (Abb 5.2). Der Durchmesser der bubble wurde durch die Linienaufspaltung mit $70''$ bzw. 17.7 pc abgeschätzt, im Gegensatz zu den 5.3 pc, die die Bilder ergaben. Die Linienaufspaltung in Geschwindigkeit entspricht einer Expansionsgeschwindigkeit von 23.8 km s^{-1}. Eine konstante Hintergrundsemission, die aus der H II-Region her resultiert, hat eine Geschwindigkeit von 248 km s^{-1}. Diese Geschwindigkeit stimmt mit dem Zentrum der Linienaufspaltung durch die bubble überein (gestrichelte Linie in Abb. 5.7).
Neben der Expansionsstruktur fallen zwei knotenähnliche Strukturen auf, die dazu hell in der Stickstofflinie sind. Diese Knoten haben ein [N II]λ6583Å/Hα Verhältnis von 0.16 während das Linienverhältnis der Hintergrundsemission nur $\simeq 0.07$ erreicht. Der Knoten, der nahe am Stern liegt (Abb 5.5 (c)), stimmt gut mit der Position der Halbschale in den Bildern überein, und es ist daher wahrscheinlich, daß er Teil der helleren Emission ist, die den Halbbogen formt. Der zweite Knoten, der mehr im Westen liegt, steht scheinbar nicht mit der bubble in Zusammenhang, kann aber mit hellen Filamenten am Rande der H II-Region N 160 identifiziert werden. Die ganze kinematische Struktur der Materie um Sk-69 271 wirkt komplex und fügt sich in kein typisches Bild ein, und es ist weiterhin nicht ganz klar, wie der Stern und sein Wind mit der Umgebung wechselwirken. Die Tatsache, daß die Echelle-Spektren eine Linienaufspaltung zeigen, welche auf den Stern zentriert ist, läßt annehmen, daß der Stern diese Aufspaltung verursacht. Dies würde die Existenz einer bubble bestätigen. Unsicher ist, wie die [N II]-hellen Knoten in dieses Bild passen und warum die Halbschale auf den Hα-Bildern kleiner ist.

5.5 Der Ursprung der bubbles

Durch die Photometrie und Spektroskopie wurde gezeigt, daß die beiden Sterne blaue Überriesen sind. Dies impliziert, daß die Sterne massereich sind. In Kapitel 2 wurden mehrere Möglichkeiten zur Bildung von Zirkumstellaren Hüllen um massereiche Sterne beschrieben. Zusammengefaßt können drei verschiedenen Entstehungsmechanismen die bubbles um Sk-69 279 und Sk-69 271 erklären: Windblown bubbles, LBV-Nebel oder ein Nebel, der aus der Wechselwirkung des Rotenmit dem Blauen Überriesenwind resultiert. Ein entscheidendes Kriterium, um zwischen diesen Möglichkeiten zu unterscheiden, liefert die Anreicherung der bubble. Während die windblown bubble in der Hauptreihenphase des Sterns entsteht, sind die Formationen der beiden anderen Hüllen schon in einer weiter entwickelten Phase des Sterns und deshalb ist das Material, das die bubble bildet, auch mit Stickstoff aus dem CNO-Zyklus angereichert. Das Verhältnis von [N II]λ6583Å/Hα ist deshalb bei gleiche Ionisationspotential höher. Die möglichen Formungen der bubbles wird nun getrennt für jeden Stern einzeln diskutiert.

5.5.1 Sk-69 279 ein LBV ?

Die Expansionsgeschwindigkeit der bubble ist mit $v_{\rm exp} = 14\,{\rm km\,s^{-1}}$ eigentlich eine typische mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit wie man sie bei windblown bubbles findet (siehe Kapitel 2.3.1). Danach wäre mit einem Durchmesser von 4.5 pc die bubble nur 1 - 1.5 10^5 Jahre alt. Da der Stern sich aber schon in der Überriesenphase befindet, ist die bubble zu jung, denn der Stern ist mindestens einige 10^6 Jahre alt wenn er die Hauptreihe verlassen hat und zum Überriesen wurde. Ein weiteres und wichtiges Indiz, das dafür spricht, daß die bubble um Sk-69 279 keine interstellare bubble ist, sondern aus Winden des entwickelten Sterns stammt, ist die Stickstoffhäufigkeit des Nebels. Die Messung des [N II]λ6583Å/Hα Verhältnisses ergab für die bubble um Sk-69 279 einen recht hohen Wert von $\simeq 0.70$ im gesamten Bereich der Hülle. Keiner der erwähnten Knoten unterschied sich im Verhältnis von diesem Wert, so daß die Verteilung von Stickstoff und Wasserstoff homogen in der Schale zu sein scheint. Der Wert für die Emission des Hintergrundes von [N II]λ6583Å/Hα= 0.07. Dies ist ein Indiz für geringe Metallizität, was für die LMC in der Tat zutrifft. Die Werte für Z schwanken hier zwischen $Z = 0.006$ bis 0.016 (Russell & Bessel 1989 [90]). Wie erwähnt, bleiben zwei verschiedene Mechanismen zur Formung solcher stickstoffangereicherten Hüllen. Zum einen das Ausbilden der Zirkumstellaren Hülle durch den Roten und Blauen Überriesenwind und zum anderen durch eine LBV-Ejekta. Um zwischen diesen beiden Möglichkeiten zu unterscheiden, dient erneut der Anreicherungswert von Stickstoff. Rechnungen haben gezeigt, daß sich die Hülle, die durch Wind-Windwechselwirkungen entstehen, eine wesentlich geringere Anreicherung erhalten ($\simeq 3\,\times$ die ursprüngliche Häufigkeit) als Ejekta-Hüllen um LBVs, wo die Erhöhung bis zu einem Faktor von 13 $\times$ Ausgangshäufigkeit geht (Kapitel 2.3.2, Kapitel 2.3.3; García-Segura 1996 [36]; García-Segura 1996 [37]). Das [N II]λ6583Å/Hα Linienverhältnis der bubble ist 10 mal höher als das des Hintergrundes. Diese extreme Erhöhung im Linienverhältnis legt den Schluß nahe, daß

es sich hier eher um eine LBV-Hülle handelt als um eine aus Rotem und Blauem Überriesenwind geblasene Struktur. Dennoch muß, um eine genaue Aussage über die Erhöhung des Stickstoffgehaltes zu machen, der Lyman Kontinuumfluß des Sterns und die Elektronentemperatur des Nebels mitberücksichtigt werden werden und danach eine genaue Modellrechnung durchgeführt werden.
Nimmt man dennoch an, daß es sich hier um eine LBV Ejekta handelt, so wäre die Ausdehnungsgeschwindigkeit von $14\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ am unteren Limit der bisher für LBVs gefundenen Hüllengeschwindigkeiten (Nota et al. 1995 [80]). Auf der andereren Seite wäre aber auch die Hülle mit eine der größten jemals gefundenen LBVN. Es läßt sich daher vermuten, daß es sich um einen alten LBV-Nebel handelt, dessen Hülle abgebremst wurde und daher langsamer als die meisten anderen LBVN ist. Vergleichbare Expansionsgeschwindigkeiten von $25\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ wurden in den LBV-Hüllen um R127 ($\simeq 2\,\mathrm{pc}$) und S119 ($\simeq 2\,\mathrm{pc}$) gefunden (siehe dazu auch Tabelle 1.1). Sk-69 279 zeigte hingegen $v_{\mathrm{exp}} = 14\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ mit einer Größe von 4.5 pc.

5.5.2 Hat Sk-69 271 eine bubble ?

Die ungewöhnliche kinematische Struktur der "bubble" um Sk-69 271 macht es schwierig, eine Interpretation und eine Zuordnung über den Ursprung dieser Struktur zu machen. Die bubble besitzt keinen erhöhten Stickstoffanteil, das Verhältnis von [N II]λ6583Å/Hα ist 0.07 für den Hintergrund als auch für die Emission aus der bubble. Daher scheidet die Möglichkeit aus, daß sich diese Struktur in der Post-Hauptreihen-Phase des Sterns gebildet hat. Der einzige, wahrscheinliche Entstehungsmechansimus bleibt das Bilden einer interstellaren bubble durch Aufschieben des Interstellaren Mediums. Diese Idee wird durch die Gleichheit der [N II]λ6583Å/Hα Verhältnisse von bubble und dem lokalen ISM unterstützt. Die Klassifikation des Sterns ergab einen B2 Überriesen. Um zu zeigen, daß der Stern überhaupt noch heiß genug ist, um einen genügend starken Lyman-Kontinuumsfluß zu produzieren, der für die Ionisation der bubble notwendig ist, wurde eine Flußkalibrierung der 0.9m Hα-Bilder vorgenommmen.
Diese Kalibrierung erfolgte mit den flußgeeichten gescannten Photoplatten von Kennicutt & Hodge (1986) [54]. Mit Hilfe der Photoplatten wurde zunächst ein Umrechnungsfaktor zwischen *counts* auf dem CCD-Bild und den Fluß in physikalischen Einheiten ermittelt. Dazu dienten Emissionsknoten und Filamente der H II-Region N 160, die auf der Platte sowie auf den 0.9m Teleskop CCD Daten vorhanden waren. Danach konnte die Gesamtcountzahl der bubbles ermittelt und umgerechnet werden in einen Hα+[N II]-Fluß, da der Filter der 0.9m CCD-Aufnahmen noch die beiden verbotenen Stickstofflinien enthält. Da das [N II]/Hα Verhältnis aber aus den Echelle-Daten bekannt ist, wurde dieser Fluß zu einem reinen Hα-Fluß umgewandelt. Jetzt kann der Fluß F in eine Hα-Leuchtkraft L übergeführt werden

(Annahme, es gilt: $L = 4\pi r^2 F$). Für r wurde die Entfernung zur LMC mit 50 kpc angenommen. Diese Hα Leuchtkraft hängt, unter der Annahme, daß Ionisationsgleichgewicht herrscht, wiederum über $N_{\rm Lyc} = 7.25 \times 10^{11}\ L$ mit der Anzahl der Lyman-Kontinuumsphotonen des Sterns zusammen (van Dyk et al. 1996 [108]). Daraus ergab sich, daß der Stern Sk-69 271 $\log N_{\rm Lyc} = 44.6$ Lyman-Kontinuumsphotonen benötigt um seine 17.7 pc große bubble zu ionisieren. Eine typischer B2 Überriese besitzt nach Panagia (1973) [82] $\log N_{\rm Lyc} = 46.18$ Lyman-Kontinuumsphotonen, und es ist demnach also gut möglich, daß der Stern eine bubble mit 17.7 pc Durchmesser ionisiert. Für einen Hauptreihenstern wäre die Menge gerade an der Grenze des Möglichen.
Nun, da wir wissen, daß die bubble noch sichtbar ist, kann man weiter auf das Alter schließen. Es wird wieder das Weaver et al. Modell verwendet (Weaver et al. 1977 [123], Kapitel 2.3.1, Kapitel 4.5). Aus einer Rechnung, analog zu der in Kapitel 4.5, ergibt sich das Alter der bubble aus $t = \eta(r/v_{\rm exp})$ und würde für die windgeblasene bubble von Sk-69 271 circa 2 10^5 Jahre betragen. Damit wäre auch diese bubble zu jung, der Stern müßte sich noch im Hauptreihenstadium befinden und nicht in der Überriesenphase. Eine Möglichkeit, daß es sich dennoch um eine windblown bubble handelt, mag sein, daß die Dichte des ISM an dieser Stelle ausgenommen hoch ist. Dadurch wäre die Ausdehnung der bubble verlangsamt und der Radius kleiner als normal. Eine bubble mit 17.7 pc wäre dann älter und der Stern könnte inzwischen zum Überriesen geworden sein. In der Tat ist zu vermuten, daß die Dichte des ISM um Sk-69 271 erhöht ist, da er sich offensichtlich sehr nahe an der H II-Region N 160 befindet (Abb. 4.2).

5.6 Bemerkungen

In diesem Kapitel wurden die Zirkumstellaren Hüllen um die Sterne Sk-69 279 und Sk-69 271 in der LMC untersucht und diskutiert. Um Sk-69 279 wurde eine fast perfekt runde Ringstruktur gefunden, deren hohes [N II]λ6583Å/Hα Verhältnis auf im CNO-Zyklus prozessiertes Matrial hindeutet. Das Linienverhältnis ist wesentlich höher als das der Hintergrundsemission. Es ist daher recht wahrscheinlich, daß es sich bei dieser Hülle um eine alte LBV-Ejekta handelt und der Stern ein LBV ist, der sich momentan in der Ruhephase befindet. Es gibt keine bisherigen Untersuchungen bezüglich Variabilität oder andere Anzeichen für LBV Aktivitäten. Da der Stern in der LMC ist, gibt es auch keine historischen Aufzeichnungen, die einen LBV-Ausbruch dokumentieren. Dennoch ist die Spektralklassifikation mit der Kategorisierung als LBV konsistent, da LBVs in der Ruhephase normale oder 'pekuliare' Spektren des Typs O, B oder früher A Typ zeigen (Wolf 1992; Shore 1993 [95]). Um eindeutig den Ursprung der bubble um Sk-69 279 festzulegen, müssen noch weitere Untersuchungen angestellt werden.

Der zweite bubble-Kandidat ist offensichtlich nicht von stellarem Material umgeben. Die Echelle-Daten zeigen über die gesamte Spaltlänge diffuse Emission im Hintergrund mit Geschwindigkeiten zwischen $115\,\mathrm{km\,s^{-1}}$und $395\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, d.h. einer Geschwindigkeitsbreite von $\Delta v = 280\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Diese starke Streuung der Geschwindigkeit ist sehr außergewöhnlich für eine normale H II-Region. Eine Expansionsstruktur, zentriert auf den Stern, zeigt das typische Bild der Expansion einer interstellaren bubble mit den erwarteten interstellaren Häufigkeiten. Dies mag zur Interpretation führen, daß Sk-69 271 eine bubble geblasen hat. Doch mit den vorliegenden Daten und den in ihnen enthaltenen Widersprüchen ist eine eindeutige Zuordnung nicht möglich.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Dynamik von Zirkumstellaren Hüllen um die Sterne η Carinae, HR Carinae, Sk-69 279 und Sk-69 271 untersucht. Durch hochaufgelöste Langspalt-Spektroskopie konnten genaue Geschwindigkeitsmessungen der Bewegung der Hüllen gemacht werden sowie Modelle von deren Geometrie aufgestellt werde.

Für η **Car** wurde gezeigt, daß eine große Anzahl Knoten mit unterschiedlichen radialen Geschwindigkeiten den zentralen Homunkulus umgeben. Die Knoten entstanden sehr wahrscheinlich vor der eigentlichen LBV-Hülle. Trotzdem scheinen die Knoten derselben Symmetrie zu folgen und analog dem Homunkulus zu expandieren. Die Mehrheit der Koten hat eine radiale Geschwindigkeit von etwa $250\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und damit eine reale Eigenbewegung, die vergleichbar oder größer ist. Neben den Knoten wurde gezeigt, daß die N condensation in den Langspalt Daten ein zusammenhängendes Muster aufweist, den sogenannten Haken. Es zeigte sich, daß die Daten mit einem Modell konsistent sind, das die N condensation als Bestandteil einer ausgedehnten Scheibe ansieht, die gleichzeitig rotiert und expandiert. Um zu beweisen, daß dieses Modell zutrifft, bedarf es weitere Untersuchungen der Spektren auf der gegenüberliegenden Seite zu N condensation (der S condensation), um dort den Anschluß der Scheibe zu finden. Eine genaue Modellierung der Scheibe könnte des weitern Aufschlüsse über die erwarteten Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsprofile liefern. Eine weitere Analyse der Spektren ist auch nötig, um zu zeigen ob, die Strukturen die hier als Bögen gefunden wurden, einzigartig sind oder nicht. Wenn vorhanden, könnte eine regelmäßige Anordnung Aufschlüsse über die Entstehung dieser Hochgeschwindigkeitsstrukturen geben.

Im Vergleich zu η Car zeigt die Zirkumstellare Hülle des LBVs **HR Car** weniger Knoten und weniger schnelle Strukturen. Dennoch drängt sich ein Vergleich der beiden Nebel auf, da beide eine ähnliche Geometrie aufweisen. In dieser Arbeit führte eine Analyse des LBV-Nebels von HR Car zu dem Schluß, daß dieser eine bipolare

Form besitzt und wie der Homunkulus aus zwei bubbles besteht, die expandieren. Es besteht daher die Möglichkeit, daß HR Car und η Car einem Evolutionsmodell von LBV-Nebeln folgen, in dem ein Nebel wie der Homunkulus sich durch altern zu einem Nebel wie den um HR Car entwickelt. Die Morphologie von LBV-Nebeln könnte dann zumindest zum Teil als Entwicklungssequenz erklärt werden.
Beide Sterne gelten als entwickelte Sterne im LBV Stadium, die stickstoffangereichertes Material an der Oberfläche und in den Nebeln zeigen. Messungen der [N II]λ6583Å/Hα Verhältnisse der Strukturen und Nebel bestätigen dies. Werte von [N II]λ6583Å/Hα die in Knoten von η Car gefunden wurden zeigen eine Erhöhung des Verhältnisses von bis zu einem Faktor von 28 gegenüber der Umgebung. Diese scheint mehr als man in Sternentwicklungstheorien und Modellierungen zu LBV-Nebeln vorhersagte. Eine ausgedehnte Untersuchung und bessere Modellierung wird benötig.

Mit der Analyse der Hüllen zweier blauer Überriesen in der Großen Magellanschen Wolke wurden zwei Sterne behandelt von denen erst kürzlich bekannt wurde, daß sie eine Hülle besitzen. Es wurde erhofft, daß die Analyse Aufschluß darüber bringen würde, warum nur wenige OB-Sterne-Hüllen zeigen, obwohl sie nach der Theorie alle windblow bubbles besitzen sollten. Die Messung des [N II]λ6583Å/Hα Verhältnisses der Zirkumstellaren Hülle um **Sk-69 279** zeigte aber, daß diese zu sehr in Stickstoff angereichert ist, um eine bubble aus dem Hauptreihenstadium darzustellen. Es wird daher vermutet, daß der Stern sich im blue loop befindet und ein schon entwickelter Of Stern ist. Nicht ganz unwahrscheinlich bleibt auch die Vermutung, in Sk-69 279 einen neuen LBV zu sehen. Um zu unterscheiden, ob seine Hülle durch eine Wechselwirkung zwischen Rotem und Blauem Überriesenwind ist oder der Stern der LBV Klasse angehört, bedarf es weiterer spektroskopischer Untersuchungen des Sterns und Messungen seiner Variabilität. Diese Messungen würden seine Zuordnung erleichtern. Die kinematischen Analysen des Nebels scheinen mit dem heutigen Stand der Technik nicht verbesserungsfähig, doch eine Untersuchung der Morphologie durch eine HST-Aufnahme könnte reichlich Aufschlüsse über den Nebel geben.
Rätselhaft bleibt weiterhin die Natur der Zirkumstellaren Hülle (oder Nicht-Hülle) des Sterns **Sk-69 271**. Die ausgewerteten Daten lassen bisher alle Möglichkeit offen, ob der Stern eine Hülle besitzt oder nicht. Um einen genauen Nachweis zu erbringen, müßen weitere Daten aufgenommen und ausgewertet werden. So ist eine großräumigere kinematische Analyse der Umgebung um Sk-69 271 wünschenswert.

Mit dieser Arbeit wurde versucht, durch kinematische Untersuchungen von Zirkumstellaren Hüllen, Rückschlüsse zu ziehen auf die Eigenschaften der Hüllen wie Bewegung und Geometrie. Es wurde gezeigt, daß es damit auch möglich ist, Einschränkungen für die Entwicklung und das Alter des Sterns zu machen. Es ist wünschenswert, solche Analysen auf eine größere Anzahl an Objekten auszudehnen, um durch Vergleiche dieser untereinander noch mehr Information zu erhalten. Es ist ebenso erstrebenswert, eine systematische Suche nach Objekten mit Zirkumstellaren Hüllen durchzuführen, um zu sehen, wie wahrscheinlich das Ausbilden der Hüllen wirklich ist und um die Auswahl an Objekten zu vergrößern.

Danksagung

Zum Abschluß möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben und auf ihre eigene Weise einen Betrag dazu geleistet haben. Im Folgenden danke ich ...

• *Wolfgang Duschl* für die Vergabe dieser sehr interessanten Arbeit, für seine Unkompliziertheit und einem immer offenen Ohr. Für viele Diskussionen astronomisch und astronautischer Natur, sowie für seinen täglichen Humor !
• *You-Hua Chu* for a lot of fun, many discussions and her support in the USA. Also for making it possible for me to go to Chile for observations. For the nickname 'my little-bubble' and the *energizer bunny*, that will keep me going and going and going and ....
• *Dominik Bomans* für seine Liebe und Zuneigung, aber auch für seine unzähligen, langen Diskussionen, Aufmunterungen und für jede Menge Astronomie. Für das Erlernen des Beobachtens und vieler Auswertungsprogramme und das IRAF doch ganz nett sein kann...
• *Richard Auer* für mehr als nur jede Menge Spaß und Neckereien, aber auch für astronomische Diskussionen und ernste Gespräche. Für seine Übersetzungshilfen Englisch-Deutsch genauso wie für Deutsch-Englisch und die tägliche Begleitung beim 15.00 Uhr Frustkakao !
• *Andrea Fraß* für eine jahrelange, feste Freundschaft, Hunderte von gemeinsamen Stunden des Lernens, des Diskutierens und der Freude !
• *Thomas Beckert* für viele Späße und seine Hilfe bei allen möglichen Problemen und Fragen, die während einer Diplomarbeit so auftauchen...
• *Mordecai-Mark Mac Low* for a lot of interrest in my work, many usefull discussions and informations, some usefull connections and the feeling to do something really important...
• *Norbert Langer* für wichtige und aufschlußreiche Diskussionen, seine ständige Unterstützung und immer schnelle Antworten auf unermüdliche Fragen.
• den Leuten des morgendlichen *Kaffeetreffs*, auch WJD-Selbsthilfegruppe genannt, für umwerfenden Kaffee, Diskussionen, jede Menge Spaß und Gespräche aller Art.
• allen *Eichhörnchen* am ITA für ihre täglichen Belustigungen !
• *Kris Davidson* for discussions and deep thoughts about η Car.
• *Eva Grebel* für Gespräche aller Art und die ESO 2.2m Spektren.
• *Mike Joner* for the 0.9m Images of HR Carinae.
• *Wolfgang Brandner* für die Zusammenarbeit bei Sher#25.

• für Diskussionen und Gespräche: *Sabine Philipp*, *Sean Points*, *Ken Yoss* (for daily fun and explanation of the kinematic distance determination), *Guillermo García-Segura*, *Roberta Humphreys*, *Adam Frank*, *Thomas Chang*, *Bodo Bascheck*, *Michael Däther*, *Bernd Vollmer* (auch für intensive PV Wave sessions) und allen anderen *Mitgliedern des ITA*.

• **ganz besonders** aber meinen Eltern *Monika* und *Josef Weis* für ihre Liebe, tatkräftige tägliche Unterstützung und ihren festen Glauben an mich und meine Arbeit.

Für genaues Lesen und Korrigieren meiner Arbeit danke ich besonders Monika Weis und Dominik Bomans, die die Hoffnung in mein Deutsch nie aufgegeben haben...

Literaturverzeichnis

[1] 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, p. 139

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

[3] Bath G.T., 1979, Natur 282, 274

[4] Bernasconi P., Maeder A., 1996, A&A 307, 829

[5] Bomans D.J., Points S., Weis K., Chu Y.-H., 1995, RevMexAA (*Serie de conferencias*) 3, 77

[6] Borgwald J.M., Friedlander M.W., 1993, ApJ 408, 230

[7] Calson E.D., Henize K.G., 1979, Vistas Astron. 23, 213

[8] Castor J., Mc Cray R., Weaver R., 1975, ApJ 200, L107

[9] Chiosi C., Maeder A., 1986, ARA&A 24, 329

[10] Chu Y.-H., 1991, in IAU Symp. 143, *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, ed. K.A. van der Hucht and B. Hidayat, Kluwer, Dordrecht, Holland, p. 349

[11] Chu Y.-H., Manchado A., Jacoby G.H., Kwitter K.B., 1991, ApJ 376, 150

[12] Clampin M., Schulte-Ladbeck R.E., Nota A., Robberto M., Paresce F., Clayton G.C., 1995, AJ 110, 251

[13] Conti P.S., 1984, in IAU Symp. 105, *Observational Tests of Stellar Evolution Theory*, ed. A. Maeder and A. Renzini, Kluwer, Dordrecht, Holland, p. 233

[14] Conti P.S., 1988, in *O-stars and WR Stars*, NASA SP-497, ed. P.S. Conti and A.B. Underhill, p. 81

[15] Conti P.S., Garmany C.D., Massey P., 1986, AJ 92, 48

[16] Courtès G., Cruvellier P., Georgelin Y., Astier N., 1966, J. Observateurs 49, 329

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

[18] Damineli A., 1996, ApJ 460, L49

[19] Damineli Neto A., Viotti R., Baratta G.B., de Araujo F.X., 1993, A&A 268, 183

[20] Damineli Neto A., Cassatella A., Viotti R., Baratta G.B., Carranza G.J., Villada M., 1995, RevMexAA (*Serie de conferencias*) 2, 41

[21] Davidson K., 1971, MNRAS 154, 415

[22] Davidson K., Walborn N.R., Gull T.R., 1982, ApJ 254, L51

[23] Davidson K., Ebbets D., Weigelt G., et al. 1995, AJ 109, 1784

[24] de Freitas Pacheco J.A., Damineli Neto A., Costa R.D.D., Viotti R., 1992, A&A 266, 360

[25] Deharveng L., Maucherat M., 1975, A&A 41, 27

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

[27] de Jager C., 1984, A&A 138, 246

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

[29] Duschl W.J., Hofmann K.-H., Rigaut F., Weigelt G., 1995, RevMexAA (*Serie de conferencias*) 2, 17

[30] Esteban C., Vílchez J. M., Smith L. J., Manchado A., 1991, A&A 244, 205

[31] Esteban C., Vílchez J. M., 1992, ApJ 390, 536

[32] Feast M.W., Whitelock P.A., Warner B., 1994, A&A 285, 199

[33] Feinstein A., 1995, RevMexAA (*Serie de conferencias*) 2, 57

[34] Feinstein A., Marraco H.G., Muzzio J.C., 1973, A&AS 12, 331

[35] Filippenko A.V., Barth A.J., Bower G.C., Ho L.C. et al., 1995, AJ 110, 2261

[36] García-Segura G., Langer N., Mac Low M.-M., 1996a, in press

[37] García-Segura G., Mac Low M.-M., Langer N., 1996b, A&A 305, 229

[38] Gaviola E., 1946, Revista Astronomica 18, 252

[39] Gaviola E., 1950, ApJ 111, 408

[40] Goudis C.D., Meaburn J., Whitehead M.J., 1988, A&A 191, 341

[41] Gratton L., 1963, in *Star Evolution*, ed. L. Gratton, New York Academic Press, p. 297

[42] Hanuschick R.W., Schmidt-Kaler T., 1991, A&A 249, 36

[43] Hillier D.J., Allen D.A., 1992, A&A 262, 153

[44] Hoffleit D., 1933, Harvard Bull. No. 893, 11

[45] Hoffleit D., 1940, Harvard Bull. No. 913, 4

[46] Humphreys R.M., 1991, in IAU Symp. 143, *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, ed. K.A. van der Hucht and B. Hidayat, Kluwer, Dordrecht, Holland, p. 485

[47] Humphreys R. M., Davidson K., 1979, ApJ 232, 409

[48] Humphreys R. M., Davidson K., 1984, Science, 223, 243

[49] Humphreys R. M., Davidson K., 1994, PASP 106, 1025

[50] Hutsemékers D., van Drom E., 1991, A&A 248, 141

[51] Innes R.T.A., 1903, Cp. A. 9, 75B

[52] Isserstedt J., 1974, A&AS 19, 259

[53] Jura M., Kleinmann S.G., 1990, ApJS 73, 769

[54] Kennicutt R.C., Hodge P.W., 1986, ApJ 306, 130

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

[56] Kudritzki R.P., Pauldrach A., Puls J., Voels S.R., 1991, in IAU Symp. 148 *The Magellanic Clouds*, ed. R. Haynes and D. Milne, p. 279

[57] Lamers H.J.G.L.M., Leitherer C., 1993, ApJ 412, 771

[58] Langer N., 1989, A&A, 220, 35

[59] Langer N., 1991, in IAU Symp. 143, *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, ed. K.A. van der Hucht and B. Hidayat, Kluwer, Dordrecht, Holland, p. 431

[60] Langer N., El Eid M.F., Baraffe I., 1989, A&A 224, L17

[61] Langer N., Hamann W.-R., Lennon M. et al., 1994, A&A 290, 819

[62] Leitherer C., Langer N., 1991, in IAU Symp. 148, *The Magellanic Clouds*, ed. R. Haynes and D. Milne, p. 480

[63] Lozinskaya T.A., 1982, Ap&SS 87, 313

[64] Maeder A., 1983, A&A 120, 113

[65] Maeder A., 1987, A&A 173, 247

[66] Maeder A., 1990, in STScI Symp. Series 5, *Massive Stars in Starbursts*, p. 97

[67] Maeder A., 1992, A&A 264, 105

[68] Maeder A., Meynet G., 1987, A&A 182, 243

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

[70] Malin D., 1987, Sky&Telescope Vol. 73, No.1, p. 14

[71] Malin D., 1993, in *A View of the Universe*, ed. D. Malin, Cambridge University Press, Cambridge, p. 101-105, p. 140-144, p. 153-156, p. 161-163

[72] McCarthy J.K., Lennon D.J., Venn K.A. et al., 1995, ApJ 455, L135

[73] Meaburn J., 1994, Ap&SS 216, 241

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

[75] Meaburn J., Walsh J.R., Wolstencroft R.D., 1993, A&A 268, 283

[76] Meaburn J., Gehring G., Walsh J.R. et al. 1993, A&A 276, L21

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

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

[79] Nieuwenhuijzen H., de Jager C., 1992, in *Instabilities in Evolved Super- and Hypergiants*, ed. de Jager C., Nieuwenhuijzen H. (Amsterdam, North-Holland), p.171

[80] Nota A., Livio M., Clampin M., 1995, ApJ 448, 788

[81] Ostriker J.P., Gunn J.E., 1971, ApJ 164, L95

[82] Panagia N., 1973, AJ 78, 929

[83] Panagia N., Gilmozzi R., Macchetto F., Adorf H.M., Kirshner R.P., 1991, ApJ 380, L23

[84] Pickering E.C., 1901, Harvard Circ. 60

[85] Polcaro V.F., Viotti R., 1993, A&A 274, 807

[86] Prinja R.K., Barlow M.J., Howarth I.D., 1990, ApJ 361, 607

[87] Prinja R.K., Barlow M.J., Howarth I.D., 1991, ApJ 383, 466, Erratum

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

[89] Rousseau J., Martin N., Prèvot L., Rebeirot E., Robin A., Brunet J.P., 1977, A&AS 31, 243

[90] Russell S.C., Bessel M.S., 1989, ApJS 70, 865

[91] Sanduleak N., 1970, CTIO contribution 89

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

[93] Schaerer D., 1996, in ASP Conf. Ser., *AGN, Dense Stellar Systems, and Galactic Environments*, ed. S. Lamb and J. Perry , 1997, in Druck

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

[95] Shore S.N., 1993, in ASP Conf. Ser. Vol. 35, *Massive Stars: Their Lives in the Interstellar Medium*, ed. J.P. Cassinelli and E.B. Churchwell, p. 186

[96] Spyromilio J., 1995, MNRAS 277, L59

[97] Steigman G., Strittmatter P.A., Williams R.E., 1975, ApJ 198, 575

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

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

[100] Thackeray A.D., 1949, Observatory 69, 31

[101] Thackeray A.D., 1950, MNRAS 110, 524

[102] Thackeray A.D., 1953, MNRAS 113, 211

[103] Thackeray A.D., 1956, Observatory 76, 103

[104] Thackeray A.D., 1967, MNRAS 135, 51

[105] Thé P.S., Bakker R., Antalova A., 1980, A&AS 41, 93

[106] Thompson G.I., Nandy K., Morgan D.H., Willis A.J., Wilson R., Houziaux L., 1982, MNRAS 200, 551

[107] van den Bos W., 1938, Union Obs. Circ. 100, 522

[108] van Dyk S.D., Hamuy M., Filippenko A.V., 1996, AJ 111, 2017

[109] van Genderen A.M., Thé P.S., 1984, Space Sci. Rev. 39, 317

[110] van Genderen A.M., Thé P.S., 1985, in *Birth and Evolution of Massive Stars and Stellar Groups*, ed. W. Boland, H. van Woerden , Reidel , p. 153

[111] van Genderen A.M., Robijn F.H.A., van Esch B.P.M., Lamers H.J.G.L.M., 1991, A&A 246, 407

[112] van Genderen A.M., Sterken C., de Groot M., et al. 1995, A&A 304, 415

[113] Viotti R., 1968, Mem. Soc. Astron. Ital. 39, 105

[114] Viotti R., Rossi L., Cassatella A., Altamore A., Baratta G.B., 1989, ApJS 71, 983

[115] Viotti R., 1995, RevMexAA (*Serie de conferencias*) 2, 1

[116] Walborn N.R., 1976, ApJ 204, L17

[117] Walborn N.R., Hesser J.E., 1975, ApJ 199, 535

[118] Walborn N.R., Liller M.H., 1977, ApJ 211, 181

[119] Walborn N.R., Blanco B.M., Thackeray A.D., 1978, ApJ 219, 498

[120] Walborn N.R., Blanco B.M., 1988, PASP 100, 797

[121] 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*, ed. K.A. van der Hucht and B. Hidayat, Kluwer, Dordrecht, Holland, p. 505

[122] Warren-Smith R.F., Scarott S.M., Murdin P., Bingham R.G., 1979, MNRAS 187, 761

[123] Weaver R., McCray R.A., Castor J., Shapiro P., Moore R., 1977, ApJ 218, 377

[124] Weigelt G., Ebersberger J., 1986, A&A 163, L5

[125] Weis K., Bomans D.J., Chu Y.-H., Joner M.D., Smith R.C., 1995, RevMexAA (*Serie de conferencias*) 3, 237

[126] Westerlund B.E., 1990, A&AR 2, 29

[127] Whitney C.A., 1952, Harvard Bull. No. 921, 8

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

[129] Zwicky F., 1964, ApJ 139, 415

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den .... Unterschrift: ....