

Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik
Garching bei München

^{26}Al -Ursprung und OB Assoziationen

Stefan Plüschke

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

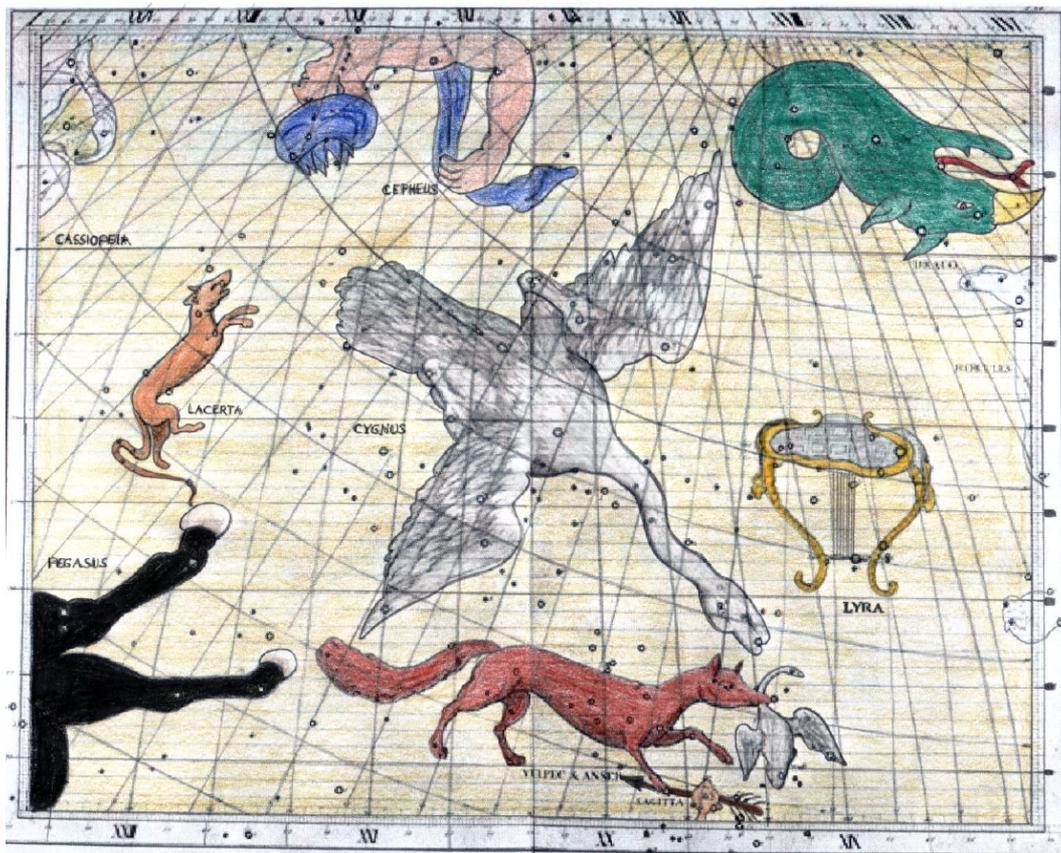
Vorsitzender: Univ. Prof. Dr. A. J. Buras
Prüfer: 1. Apl. Prof. Dr. V. Schönfelder
2. Univ. Prof. Dr. F. von Feilitzsch

Die Dissertation wurde am 22.03.2001 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 03.07.2001 angenommen.

²⁶ *Al Ursprung und OB Assoziationen*

Stefan Plüschke

03. Juli 2001



Die Abbildung auf der Titelseite zeigt die Region um das Sternbild *Schwan (Cygnus)* als Auzug aus dem *Atlas Coelestis* nach John Flamsteed (1729).

Der Schwan ist das auffälligste Sommer-Sternbild. Es steigt für mitteleuropäische Verhältnisse sehr hoch an den Südhimmel. Sein Hauptstern Deneb bildet zusammen mit Wega in der Leier und Atair im Adler das sogenannte Sommerdreieck.

Mythologie: Der Schwan soll der an den Himmel versetzte Freund Phaidons sein, der als Sohn des Sonnengottes Helios einmal den Sonnenwagen bestieg und ber den Himmel fuhr. Dabei brachen die Pferde aus, es entstand ein gewaltiger Weltenbrand. Zeus soll Phaidon mit einem Blitzstrahl getötet und in den Eridanus gestürzt haben. Der Freund Phaidons war über dieses Unglück so betrübt, dass ihn die Götter zum Trost unter die Sterne aufnahmen.

Nach einer anderen griechischen Sage soll sich aber Zeus selbst in diesen Schwan verwandelt haben, um sich auf diesen Wege mit Nemesis oder Leda zu vereinigen.

Das Sternbild erscheint als stärkste Emissionsstruktur (neben der Region des galaktischen Zentrums) der galaktischen 1.809 MeV Strahlung des radioaktiven ^{26}Al , mit dessen Beobachtung und Interpretation sich diese Arbeit beschäftigt. Die Region beherbergt eine Vielzahl massereicher Sterne und Sternkonzentrationen in Form von jungen offenen Sternhaufen und OB Assoziationen.

...meiner Freundin Steffi - für all' die Geduld und Ausdauer

Kurzfassung

Das γ -Strahlenteleskop COMPTEL an Bord des NASA Satelliten CGRO erlaubte erstmals die abbildende Beobachtung des Himmels im Lichte niederenergetischer γ -Strahlung im Energiebereich zwischen 0.75 und 30 MeV. Im Zuge der neunjährigen Missionsdauer konnten vollständige Himmelskarten sowohl in kontinuierlichen Energiebändern als auch in einzelnen γ -Linien erstellt werden. Ein wesentlicher Meilenstein war die Abbildung der Milchstraße in der 1.809 MeV Linien des radioaktiven ^{26}Al . ^{26}Al kann von einer Vielzahl astrophysikalischer Objekte synthetisiert und freigesetzt werden. Modelluntersuchungen der beobachteten 1.809 MeV Intensitätsverteilung haben bereits früh gezeigt, daß massereiche Sterne und ihre Kernkollaps-Supernovae die dominanten Quellen für interstellares ^{26}Al sind.

In der vorliegenden Arbeit wird das erste Mal die gesamte Missionsdatenbasis der neunjährigen COMPTEL-Mission, welche Ende Mai 2000 mit Beendigung der CGRO-Mission durch die NASA endete, mit der Zielsetzung der vollständigen Kartierung des Himmels im Licht der 1.809 MeV Strahlung ausgewertet. Damit wird die Kartographie der γ -Linienstrahlung des interstellaren ^{26}Al fortgeführt. Auf Grund der verschlechterten Beobachtungsbedingungen während der späten Missionsphasen - das Anheben des Satellitenorbits führte zu einem starken Anstieg der Aktivierung der Plattform und ihrer Detektorsysteme durch die intensivere kosmische Teilchenstrahlung - mußte dazu die Behandlung des instrumentellen Hintergrundes verfeinert werden, um die Qualität der rekonstruierten Karten sicher zu stellen sowie möglichst nahe an die Sensitivitätsgrenze heranzukommen. Die resultierenden Karten erreichen eine Sensitivität zwischen 0.8 und $1.1 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und verifizieren im wesentlichen die bereits früher gefundenen Strukturen der galaktischen 1.809 MeV Intensitätsverteilung: intensive, diffuse Emission aus dem Bereich der inneren Galaxie, ein intensives Intensitätsmaximum in der Cygnus Region sowie einige lokale Emissionsmaxima niederer Intensität entlang der galaktischen Scheibe. Auf Grund der überzeugenden Verifikation der älteren Karten können die aus diesen Karten gezogenen Schlüsse bezüglich des ^{26}Al -Ursprungs ebenfalls als verifiziert gelten.

Auf Grund ihrer kurzen Lebensdauer finden sich massereiche Sterne fast ausschließlich in Gebieten jüngerer Sternentstehungsaktivität. In diesen Regionen lassen sich massereiche Sterne oftmals zu sogenannten OB Assoziationen gruppieren. Massereiche Sterne und ihre Supernovae sind aber nicht nur ^{26}Al -Quellen, sondern sie emittieren u.a. eine intensive EUV-Strahlung, welche das umgebende interstellare Medium ionisiert, und darüberhinaus beeinflußt der mit den starken Massenverlusten verbundene Fluß kinetischer Energie die Struktur des zirkumstellaren Mediums. Es bilden sich große Blasenstrukturen, welche mit heißem Gas niedriger Dichte gefüllt sind. Da sich diese Phänomene einzelner massereicher Sterne in OB Assoziationen überlagern sollten, werden im Zuge dieser Arbeit die integralen Eigenschaften von OB Assoziationen bezüglich der Freisetzung von interstellaren Radionukliden, EUV-Strahlung und kinetischer Energie im Verlauf ihrer Entwicklung im Rahmen einer Populationssynthese untersucht. Da die meisten der genannten Parameter nur durch ihre Wechselwirkung mit dem interstellaren Medium beobachtet werden können, werden darüberhinaus Modelle der Wechselwirkungen erarbeitet und angewandt. Von zentralem Interesse ist dabei das Expansionsverhalten von sogenannten Superblasen im interstellaren, die aus der Überlagerung von Windblasen und Supernova-Überresten hervorgehen. Da ^{26}Al durch Sternwinden bzw. Supernova-Ejekta in das interstellare Medium eingebracht wird, ist eine direkte Verknüpfung der Verteilung von ^{26}Al im Medium und der Bildung und Expansion von Blasen im Medium zu erwarten.

Die erarbeiteten Modelle werden zunächst mit publizierten Modellen verglichen, bevor sie ex-

emplarisch auf sechs OB Assoziationen der Cygnus Region angewandt werden. Bei dieser Anwendung zeigt sich, daß durch Annahme größerer Assoziationspopulationen ein insgesamt konsistentes Bild sowohl der beobachteten 1.809 MeV Intensitätsverteilung als auch des beobachteten ionisierten interstellaren Mediums erzielt wird. Die Annahme größerer Population als den optisch bestimmten Populationsstärken stützt sich dabei auf die starke optische Extinktion durch Molekülwolken und die für Cygnus OB2 gefundenen Populationsunterschiede zwischen optischen und nahinfrarot Beobachtungen. Aus dem resultierenden Modell folgt ein integraler 1.809 MeV Fluß der Cygnus Region von etwa $(8.0 \pm 1.5) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, welcher einem beobachteten Gesamtfluß von $8.5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ gegenübersteht. Darüberhinaus läßt sich mit Hilfe quantitativer Modellvergleiche mit den γ -Daten auch eine mittlere Dichte des interstellaren Mediums vor der Ausbildung der Superblasen zwischen 10 und 50 cm^{-3} aus den modellierten 1.809 MeV Intensitätsverteilungen ableiten, welcher gut mit Werten aus der Literatur übereinstimmen. Schließlich wird ein in der Literatur vorgeschlagenes Szenario sogenannter propagierender Sternentstehung in der Cygnus Region im Rahmen des Modells untersucht, wobei einige Widersprüche aufgedeckt werden. Insbesondere können die beobachtete 1.809 MeV Intensitätsverteilung und die erforderlichen Energiekriterien nicht ohne weiteres in Einklang gebracht werden.

Abstract

The imaging γ -ray telescope COMPTEL aboard NASA's CGRO satellite opened a new energy window for angular resolved long-duration observations. During nine years COMPTEL observed the low-energy γ -ray sky in the energy regime between 0.75 and 30 MeV and produced all sky maps in continuous energy bands as well as γ -ray lines with angular resolution of few degrees. A major milestone was the publication of the first all sky maps of the interstellar 1.809 MeV emission line attributed to the radioactive decay of ^{26}Al . It was shown in many theoretical studies that ^{26}Al can be synthesized and released by a whole wealth of astronomical objects, massive stars and their subsequent core-collapse supernovae being amongst them. Extensive model fits using a variety of tracer maps in different wavelength bands confirmed massive stars and their supernovae to be the dominant sources of interstellar ^{26}Al as observed by COMPTEL.

The preceding studies of COMPTEL 1.8 MeV data had been limited in data to the first five years of the COMPTEL mission. In this thesis I present the first analysis of the complete mission database confirming the previously published COMPTEL maps of the galactic 1.809 MeV emission. Due to a second alteration of the satellite orbit to a higher altitude during the sixth mission year the intensity of high energy particles impacting on the satellite platform increases and causes a dramatic raise of the instrumental background. Therefore the signal to noise ratio drops. Nevertheless, a refinement of the instrumental background treatment allowed the restoration of the long-term normalization of the background model and guarantees an appropriate treatment throughout the whole mission. The complete mission maps reach a sensitivity level between 0.8 and $1.1 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for the 1.8 MeV line and verify the results gained from earlier imaging analysis of COMPTEL data: an intense, diffuse emission from the inner galactic radian, a peculiar emission feature in the Cygnus region and a low-intensity ridge extending to Carina and Vela. Due to the good agreement with earlier maps one can conclude that the new maps confirm the previously extracted results about the dominant origin of interstellar ^{26}Al . Therefore the following investigation takes the hypothesis of massive stars and core-collapse supernovae being the dominant ^{26}Al -sources as granted.

Due to their short lifetimes massive stars are predominantly found in areas of recent star formation. In these regions massive stars often form so called OB associations. Beside their nucleosynthetic activity in building up the interstellar ^{26}Al -content massive stars and their supernovae are sources of an intense extreme ultra-violet emission causing photoionization of the circum-stellar medium and in addition impart a large amount of kinetic energy into the local interstellar medium. The more or less radial flux of matter and kinetic energy drives large bubble-like structures into the surrounding medium. These features are called wind-bubbles or supernova remnants, respectively, and are filled with a hot low-density plasma. In areas of high massive star density, such as OB associations, these phenomena from single massive stars overlap and from giant HII-regions of ionized matter and large cavities called superbubbles being surrounded by a dense HI-shell of swept up neutral gas. ^{26}Al is ejected as a part of the stellar wind or supernova ejecta, so a direct link between bubble structures and the distribution of interstellar ^{26}Al seems natural.

The time evolution of the population-integrated direct or primary emissions (^{26}Al , L_{EUV} and kinetic energy) of an OB association are studied in a population-synthesis model using the population parameters (richness, mass distribution and age dispersion due to a finite star formation activity) as inputs. For detailed studies of the properties of an expanding superbubble around an OB association the population-synthesis model is linked to an one-dimensional, spherical bubble

expansion model assuming the thin shell approximation. Additionally, the population-synthesis model is linked to a simple photoionization model predicting the evolution of the observable thermal bremsstrahlung of free electrons.

Before applying the models to six OB associations of the Cygnus region the models are individually compared to similar model published in recent literature. The application of the population-synthesis to the Cygnus OB associations reveals the need of larger populations than deduced from optical studies of this area. Anyhow, the optical observations of this region is hampered by molecular clouds in front of the OB associations causing a varying optical extinction. This is confirmed by a recent investigation of Cygnus OB2 comparing the optically deduced population parameters with those following near infra-red observations. Guided by this result I computed correction factors of the optical richnesses. The resulting model gives an integrated expected 1.809 MeV flux of $(8.0 \pm 1.5) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ being consistent with the observed value of $\sim 8.5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In addition, the photoionization model gives a predicted radio intensity being also consistent with the observed intensity distribution from COBE DMR. Model-fitting using intensity distributions due to the bubble expansion model as model for the observed 1.809 MeV intensity distribution reveals a mean density of the interstellar medium before the growth of bubbles of 10 to 50 cm^{-3} , which is consistent with density values given in the literature.

Finally the combined model of the evolution of OB associations and superbubbles around them was used together with the observational constrains to test a scenario of propagating star formation in the Cygnus region proposed in the recent literature. This scenario is found to be inconsistent with the constrains. In particular, the observable 1.809 MeV intensity and the energy constrains given in the literature could not be matched.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	I
Abstract	III
1 Massereiche Sterne, ^{26}Al und das interstellare Medium	1
1.1 Elemententstehung und interstellare Radioaktivität	1
1.2 Beobachtung von ^{26}Al und massereiche Sterne	6
1.3 Das interstellare Medium	9
1.4 Massereiche Sterne und die Struktur des ISM	10
1.5 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	11
2 COMPTEL: Die 1.809 MeV Beobachtungen	13
2.1 Das Instrument	13
2.1.1 Das Meßprinzip	13
2.1.2 Der Aufbau des Instrumentes	15
2.1.3 Die Leistungsfähigkeit der Einzelkomponenten	15
2.1.4 Die instrumentelle Antwortfunktion	17
2.1.4.1 Spektrale Antwortfunktion	17
2.1.4.2 Ortsaufgelöste Instrumentantwort	18
2.2 Die Mission	20
2.2.1 Der Missionsverlauf	20
2.2.2 Der COMPTEL Hintergrund	22
2.2.3 Instrumenteller Hintergrund im Verlauf der Mission	23
2.2.3.1 Bestimmung der Linienraten	23
2.2.3.2 Entwicklung der instr. Hintergrundlinien	27
2.3 Modellierung des Hintergrunds	32
2.3.1 Der Nachbarenergie-Hintergrund	32
2.3.2 Instr. Hintergrund im Nachbarenergie-Hintergrund	34
2.3.3 Unsicherheiten des Hintergrundmodells	35
2.4 Die 1.8 MeV Karten	36

2.4.1	Die Abbildungsmethoden	36
2.4.1.1	Bildrekonstruktion und Bayes-Statistik	36
2.4.1.2	Maximum Entropie Entfaltung	37
2.4.1.3	Multi Resolution Expectation Maximisation	39
2.4.1.4	Likelihood-Modellanpassung mit Maximum Entropie Bildentfaltung	40
2.4.2	Die 1.809 MeV Karten	40
2.4.3	Belichtungsgradienten und die 1.809 MeV Karte	45
2.5	1.8 MeV Flüsse und Emissionsprofile	47
2.5.1	1.809 MeV Flüsse verschiedener Regionen	47
2.5.2	Das Breitenprofil	47
2.5.3	Das Längenprofil und seine Asymmetrie	49
2.6	1.8 MeV Emission der Cygnus Region	51
2.7	Zusammenfassende Bewertung der neuen Karten	53
3	Evolution massereicher Sterne, Nukleosynthese & das ISM	55
3.1	Massereiche Sterne - Evolution & Emission	56
3.1.1	Die Entwicklung isolierter Einzelsterne	56
3.1.1.1	Der Aufbau massereicher Sterne	56
3.1.1.2	Energieproduktion in Sternen	58
3.1.1.3	Mischprozesse - ihre Bedeutung für die Nukleosynthese und die Sternentwicklung	64
3.1.1.4	Die Sternatmosphäre - Emission elektromagnetischer Strahlung	67
3.1.1.5	Die äußere Atmosphäre von Sternen - Masseverlust und Sternwinde	69
3.1.1.6	rotierende Sterne - Mischprozesse und Masseverlust	74
3.1.1.7	Synthese von ^{26}Al in massereichen Sternen	77
3.1.2	Endstadien von massereichen Sternen	81
3.1.2.1	Supernovae: Klassifikation und grundlegende Mechanismen	81
3.1.2.2	Explosive Nukleosynthese - ^{26}Al und ^{60}Fe	84
3.1.3	Enge Binärsysteme	90
3.1.3.1	Beobachtung und Parameter von Binär- und Mehrfachsystemen	90
3.1.3.2	Wechselwirkende Binärsysteme massiver Sterne	94
3.1.3.3	enge Binärsysteme massiver Sterne: Synthese von ^{26}Al	95
3.2	Wechselwirkungen massereicher Sterne mit dem ISM	97
3.2.1	Struktur des interstellaren Mediums	97
3.2.2	Sternentstehung	98
3.2.3	Photoionisation des interstellaren Mediums	104
3.2.4	Expansion von Windblasen	108
3.2.5	Überreste von Supernova Explosionen	113
3.2.6	OB Assoziationen und Superblasen	116

4	OB Assoziationen und Superblasen im Modell	121
4.1	Das Emissionsverhalten von OB Assoziationen im Modell	123
4.1.1	^{26}Al und ^{60}Fe in OB Assoziationen	126
4.1.1.1	Das Synthesemodell	126
4.1.1.2	Abhängigkeit von IMF & SFR	131
4.1.1.3	Systematische Unsicherheiten	132
4.1.1.4	Statistische Unsicherheiten	134
4.1.2	Masseverlust & kinetische Energie in OB Assoziationen	137
4.1.2.1	Masseverlust, Windgeschwindigkeit und Supernovae	137
4.1.2.2	Der Einfluß von IMF und SFR	140
4.1.2.3	Systematische und Statistische Unsicherheit	140
4.1.3	Photoionisierende Strahlung	143
4.1.3.1	Beschreibung der EUV-Emission	143
4.1.3.2	Der Effekt der IMF und SFR	144
4.1.3.3	Systematische und statistische Unsicherheiten	145
4.1.4	Das Anzahlverhältnis von Wolf-Rayet und O-Sternen	145
4.1.5	Korrelationen verschiedener Primärobservablen	147
4.1.5.1	Mechanische Luminosität und Radioaktivität einer OB Assoziation	147
4.1.5.2	Der photoionisierende Fluß und Radioaktivität einer OB Assoziation	149
4.1.5.3	Der ionisierende Photonenfluß und die mechanische Luminosität	150
4.1.5.4	Der O7V-Äquivalentertrag für ^{26}Al	151
4.1.6	Vergleich mit STARBURST99/99+	152
4.2	Evolution von Superblasen im Modell	155
4.2.1	Modellierung der Expansion von Superblasen	155
4.2.2	Ergebnisse für das Standardszenario	158
4.2.3	Die Einflüsse der Umgebungsparameter	161
4.2.4	Der Einfluß der Verdampfung von Materie	164
4.2.5	Vergleich mit den Modellen von <i>Shull und Saken</i> (1995)	165
4.2.6	Systematische und statistische Unsicherheiten	166
5	Ein Modell der Cygnus Region	171
5.1	^{26}Al von diskreten Einzelquellen	172
5.1.1	diskrete ^{26}Al -Quellen: räumliche Verteilung & 1.8 MeV Emission	172
5.1.2	diskrete ^{26}Al -Quellen: Vorhersagen & ihre Unsicherheiten	178
5.2	Das ISM der Cygnus Region	180
5.2.1	Molekülwolken in der Cygnus Region	180
5.2.2	HI- und HII-Strukturen in der Cygnus Region	181

5.2.3	Die Röntgen-Superblase in der Cygnus Region	182
5.3	^{26}Al von Sterngruppen in der Cygnus Region	183
5.3.1	OB Assoziationen und Offene Sternhaufen	183
5.3.1.1	Cygnus OB1	183
5.3.1.2	Cygnus OB2	184
5.3.1.3	Cygnus OB3	185
5.3.1.4	Cygnus OB4	186
5.3.1.5	Cygnus OB5 und Cygnus OB6	186
5.3.1.6	Cygnus OB7	186
5.3.1.7	Cygnus OB8	186
5.3.1.8	Cygnus OB9	187
5.3.1.9	Die Cygnus OB Assoziationen: Zusammenfassung	188
5.3.2	Emissionsmodell der Cygnus OB Assoziationen	190
5.3.2.1	1.809 MeV Emission der Cygnus OB Assoziationen	191
5.3.3	Extinktionskorrigiertes Emissionsmodell	193
5.3.3.1	Die Extinktionskorrektur	193
5.3.3.2	Observablen des extinktionskorrigierten Modells	195
5.3.4	Von der EUV-Strahlung zur thermischen Bremsstrahlung	197
5.3.5	Dynamische Verteilung von ^{26}Al im interstellaren Medium	201
5.3.6	Propagierende Sternentstehung der Cygnus OB Assoziationen	203
5.3.6.1	Die Observablen bei propagierender Sternentstehung	204
5.3.6.2	Propagierende Sternentstehung und die Eigenschaften von Cygnus OB2	206
5.3.6.3	Zeitlich ausgedehnte Sternentstehung und die Massenfunktion	212
5.3.6.4	Die Ausbreitung der Superblase im Comerón-Szenario	216
5.4	Die Modellansätze und die COMPTEL 1.8 MeV Daten	218
5.4.1	Modelle diskreter Einzelquellen	220
5.4.2	Anfangsmassenverteilung und Populationsstärken der Assoziationen	221
5.5	Zusammenfassung: ^{26}Al in der Cygnus Region	222
6	Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick	225
6.1	Die Ergebnisse im Überblick	225
6.2	Ausblick	229
A	Kernreaktionen, Isotopenhäufigkeiten und die Saha Gleichung	233
B	Leuchtkraftklassen und Klassifikation von Sternen	236
C	AGB Sterne - eine alternative Quelle für hydrostatisch produziertes ^{26}Al	239

D Alternatives Szenario für explosive ^{26}Al-Synthese: Novae	243
E Ein Expansionsmodell für Superblasen	246
F Massenverteilung, Sternentstehungsrate und die Observablen	249
G Sternentstehungsgeschichte und Superblasen	253
H Kollidierende Sternwinde in OB Assoziationen	260
H.1 Expansion isolierter Windblasen	261
H.2 Verschmelzen von Windblasen	265
I Konstanten und astronomische Einheiten	268
Abbildungsverzeichnis	269
Tabellenverzeichnis	275
Bibliographie	277
Danksagung	

„Scheinbar ist Farbe, scheinbar Süßigkeit, scheinbar Bitterkeit:
wirklich nur Atome und Leeres.“
Demokrit (um 460 v. Chr.) (aus Fragment 125)

Kapitel 1

Massereiche Sterne, ^{26}Al und das interstellare Medium

1.1 Elemententstehung und interstellare Radioaktivität

Mit der Entdeckung der Vielfalt der chemischen Elemente und ihrer Ordnung im Verlauf des 19. Jahrhunderts¹ und dem wachsenden Verständnis für den Aufbau der Atome² wurde die Frage nach der Ursache der stark variierenden Häufigkeitsverteilung der chemischen Elemente immer deutlicher. Darüberhinaus zeigten bereits die ersten massenspektroskopischen Untersuchungen, daß für Atome mit gleicher Kernladungszahl Z meist eine ganze Reihe von *Isotopen* mit unterschiedlichen Massen³ existieren. Auch die Häufigkeiten der einzelnen Isotope eines Elements zeigen stark Variationen. Abbildung 1.1 zeigt die Häufigkeitsverteilung der stabilen⁴ Isotope in

¹Bereits 1857 gelang es Lomonossow alle damals bekannten Elemente nach der *Triadenregel* (J.W. Döbereiner 1829) in einem ersten System zuordnen. 1869-70 veröffentlichten D.I. Mendelejew und L. Meyer unabhängig voneinander ihre weitgehend übereinstimmenden Periodensysteme der chemischen Elemente.

Zur Zeit der Aufstellung des Periodensystems war die Anzahl der bekannten Elemente deutlich geringer als heute. Vor allem gab es eine Reihe von Lücken im Periodensystem, auf Grund derer Mendelejew auf die Existenz noch nicht bekannter Elemente schloß und ihre chemischen Eigenschaften vorhersagte. Insbesondere fehlten die chemisch verwandten Elemente von *Bor*, *Aluminium* und *Silizium*. Die folgende Entdeckung von *Scandium*, *Gallium* und *Germanium* mit den prognostizierten Eigenschaften bestätigte die gefundene Ordnung der chemischen Elemente überzeugend. In den folgenden Jahrzehnten wurde das Periodensystem u.a. um die Gruppe der Edelgase und Übergangselemente erweitert.

In den Anfangsjahren ging man davon aus, daß die Periodizität mit der steigenden Atommasse verknüpft sei. Die Ordnung der Elemente nach steigenden Atommassen wird jedoch von den Elementpaaren Argon/Kalium, Kobalt/Nickel und Tellur/Jod nicht eingehalten; ihre chemischen Eigenschaften zeigen eine Umkehrung der Masseabhängigkeit im Vergleich zu den übrigen Elementen.

²Aus seinen Kathodenstrahlexperimenten schloß J.J. Thomson 1897, daß die bis dahin als unteilbar angenommenen, elektrisch neutralen Bausteine der chemischen Elemente (Atome) aus geladenen Teilchen bestehen mußten. E. Rutherford zeigte schließlich 1911 in Röntgenstreuungen, daß die Atome aus einem kleinen, positiv geladenen Kern und um diesen Kern kreisenden Hülle aus negativ geladenen Elektronen bestehen mußten. Bereits 1913 präsentierte N. Bohr eine erste Theorie, welche in der Lage war, die beobachteten festen Energiezustände z.B. in Form von Spektrallinien im Anregungsspektrum des Wasserstoffs auf einfache Weise zu erklären. Im Zuge der sich daraus entwickelnden Quantenmechanik wurde schließlich ein recht exaktes Bild vom Aufbau der Atome erhalten. Es zeigte sich, daß die Ordnung der chemischen Elemente im Periodensystem dem Ansteigen der Kernladungszahl Z folgt.

³Mit der Entdeckung des elektrisch neutralen Neutrons durch J. Chadwick (1932) folgte für die Masse der Atomkerne, daß sich die Massenzahl A aus der Summe der Kernladungszahl Z und der Anzahl der Neutronen N im Kern ergibt.

⁴Als stabile Isotope bezeichnet man Nuklide, deren Lebensdauer größer als das geschätzte Alter des sichtbaren Universums ist.

Form einer farbkodierten Nuklidkarte. In dieser Darstellung dient die relative Häufigkeit von Silizium zur Normierung, so daß gilt $\log(N_{\text{Si}}) = 6$. Das kleine Diagramm auf der rechten Seite zeigt darüberhinaus die Häufigkeiten als Funktion von der Massenzahl.

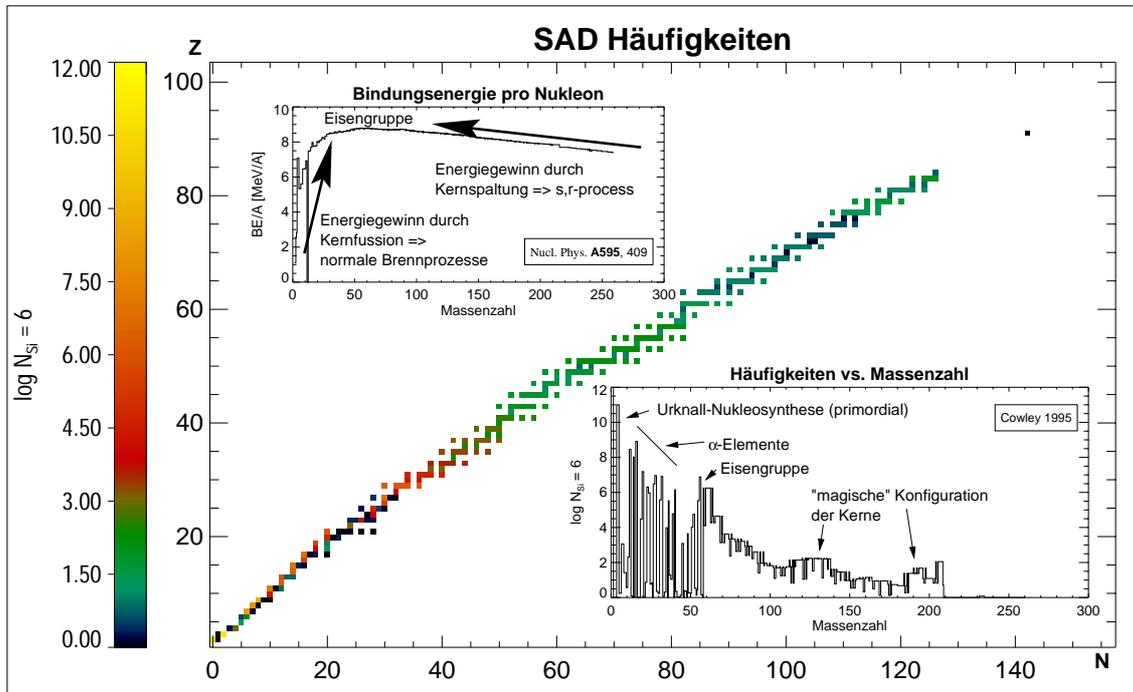


Abbildung 1.1: Nuklidkarte mit farbkodierten Standardhäufigkeiten nach Cowley (1995). Die Darstellung verwendet eine auf die Häufigkeit von Silizium ($\log(N_{\text{Si}}) = 6$) normierte Zusammenstellung der Häufigkeiten. Zusätzlich sind die Bindungsenergie pro Nukleon der in der Nuklidkarte vorkommenden Isotope (links oben) und deren Häufigkeitsverteilung als Funktion der Kernmasse A (rechts unten) dargestellt.

Während auf der Erde Isotopenhäufigkeiten sehr exakt und für die unterschiedlichsten Umgebungen aus Proben mit Hilfe von Massenspektroskopie bestimmt werden, können Element- oder gar Isotopenverteilungen für Sterne oder das interstellare Medium in der Regel nur indirekt durch Spektroskopie der aufgefangenen Strahlung gewonnen werden. Ausnahmen sind dabei nur die massenspektroskopischen Untersuchungen von Meteoriten und die *in-situ* Messungen z.B. des Sonnenwindes mit geeigneten Sonden. In der Spektroskopie der beobachteten Strahlung gelingt die Isotopentrennung dabei nur mit Hilfe von Rotationszuständen in Molekülspektren im Radiobereich, in denen sich die unterschiedlichen Massen von verschiedenen Isotopen eines Elements bemerkbar machen, oder aber durch Beobachtung charakteristischer Strahlung der Kerne z.B. beim Zerfall oder Anregung durch kosmische Strahlung. Einfacher lassen sich jedoch die Elementhäufigkeiten bestimmen, da hierbei optische Emissions- oder Absorptionslinien herangezogen werden können. Allerdings sind auch dazu hinreichende Sensitivität und Auflösung von großer Bedeutung.

Vergleicht man irdische Elementhäufigkeiten mit entsprechenden Meßdaten für den uns nächsten und damit am genauesten beobachtbaren Stern, die Sonne, so zeigen sich neben charakteristischen Gemeinsamkeiten im Verlauf der Häufigkeitsverteilung einige Unterschiede, welche auf Sekundäreffekte⁵ zurückzuführen sind. Die Ähnlichkeiten der Häufigkeitsverteilungen lassen jedoch darauf schließen, daß die Sonne und ihre Planeten im Zuge der Sternentstehung aus der gleichen protostellaren Materie hervorgegangen sind.

⁵ *Verdampfung:* Auf Grund der größeren mittleren Geschwindigkeiten ($\langle v \rangle \propto \sqrt{\frac{kT}{m}}$) im thermischen Gleichgewicht können leichte Gase wie Wasserstoff oder Helium aus dem Gravitationspotential der kleineren Planeten (z.B. Erde) entweichen. *chemische Fraktionierung:* Chemische Selektionsprozesse während der Planetenentstehung

In Fällen, in denen keine hinreichend zuverlässige Häufigkeitsverteilung bestimmt werden kann, wird in der Regel der gemessene Sauerstoff- oder Eisenanteil als Indikator für den Anteil von Transhelium-Elemente benutzt. Man bezeichnet diese Größe dann als Metallizität Z des Objektes. In der Sonne beträgt der Anteil an Transhelium-Elemente etwa 2%, man spricht daher von einer Metallizität von 0.02 und nennt diesen Werte solare Metallizität Z_{\odot} . Die Untersuchung der Metallizität in Abhängigkeit vom galaktozentrischen Radius (*Kaufer et al. 1994, Hou et al. 2000, Rolleston et al. 2000*) ergibt einen großskaligen Metallizitätsgradienten. Auch ein Vergleich von Metallizitätswerten für unsere Begleitgalaxien, die Magelanschen Wolken, mit der solaren Metallizität ergibt, daß die Begleiter erheblich metallärmer sind als die Sonnenumgebung. Diese Hinweise sprechen für ein dynamische Entwicklung der Elementverteilung, wobei nicht ausgeschlossen werden kann, das die lokal vorgefundenen Bedingungen Ausdruck lokaler Aktivität sind. Man spricht hier von chemischer Entwicklung, welche auf den unterschiedlichsten Größenskalen untersucht werden kann. Allgemeines Ziel solcher Studien ist also u.a. die Erklärung der lokalen Elementverteilung aus sozusagen Elementarereignissen in der lokalen Umgebung. Um diese Elementarereignisse und ihre Überlagerung möglichst gut zu beschreiben, ist ein detailliertes Verständnis möglicher Quellen chemischer Entwicklung nötig.

Viele der Ideen, welche zum aktuellen Bild der chemischen Entwicklung unserer Galaxis und des Universums beigetragen haben, sind im Laufe des letzten Jahrhunderts erstmals formuliert worden. Vielfach sind sie nicht älter als 40 Jahre. So sind in den vergangenen Jahrzehnten entscheidende Fortschritte im Verständnis der Evolution von Sternen gemacht worden. Auch konnten partikuläre Ereignisse wie Novae und Supernovae⁶ in das Bild der Sternentwicklung eingereiht werden. Wesentliche Erkenntnisse der Atom- und Kernphysik schließlich haben zu einem detaillierteren Verständnis der in Sternen ablaufenden nuklearen Prozessen geführt, welche ursächlich zur Transformation der leichten Elemente in sukzessive schwerere Spezies führen. Abbildung 1.2 gibt einen schematischen Überblick über das aktuelle Verständnis vom Zusammenhang zwischen dem Evolutionszyklus von Sternen bzw. Galaxien und dem Fluß chemischer Elemente und deren Entwicklung. Wesentlichen Anstoß zum modernen Bild von der chemischen Entwicklung gaben die Arbeiten von *Burbidge et al. (1957)*, *Cameron (1957a)* und *Cameron (1957b)*. Nach dem heutigen Standardbild sind im Urknall - dem Beginn des sichtbaren Universums - neben den leichtesten Elementen, Wasserstoff und Helium, nur Spuren der leichtesten Alkali- und Erdalkalimetalle sowie Bor entstanden. Alle schwereren Elemente sind in vielen Durchläufen des skizzierten Zyklus aus Wasserstoff und Helium synthetisiert worden. Dabei nimmt die Metallizität der für neue Sternbildung zur Verfügung stehenden interstellaren Materie mit jedem Durchlauf des Zyklus zu. Daraus läßt sich schließen, daß Gebiete hoher Metallizität mehr Sternbildungsereignisse seit Entstehung der Galaxis erlebt haben als solche niederer Metallizität. Andererseits können lokale Metallanreicherungen auch durch partikuläre Ereignisse wie Supernovae der jüngeren Vergangenheit erzeugt werden. Ein systematischer Trend mit dem galaktozentrischen Radius läßt sich aber nur schwer als Effekt lokaler Ereignisse deuten. Zu dem wirken in der Galaxis auf Grund galaktischer Winde und Outflow- sowie Infall-Ereignissen Mechanismen, welche eine Homogenisierung des Metallanteils einer Galaxie begünstigen.

Die Effizienz mit der interstellares Gas in Sterne verwandelt wird, liegt in der Regel bei etwa 3%; in sogenannten Starburst Regionen bzw. Galaxien gibt es allerdings Hinweise auf Umsetzungseffizienzen von etwa 10%. Damit stehen also im Grunde pro Durchlauf des Zyklus nur wenige Prozent der Gesamtmasse einer Galaxie für Prozesse der chemischen Entwicklung zur Verfügung. Weiter zeigt das Schema, daß der Zyklus keinesfalls geschlossen ist. Die Entwicklung der Sterne hinterläßt vielfach kompakte Überreste. Die so gebundene Materie nimmt also nicht weiter an der chemischen Entwicklung teil. Neben der Nukleosynthese in Sternen können auch

⁶Noch Ende des 19. Jahrhunderts ging man davon aus, daß es sich bei Novae und Supernovae um neue Sterne handelte.

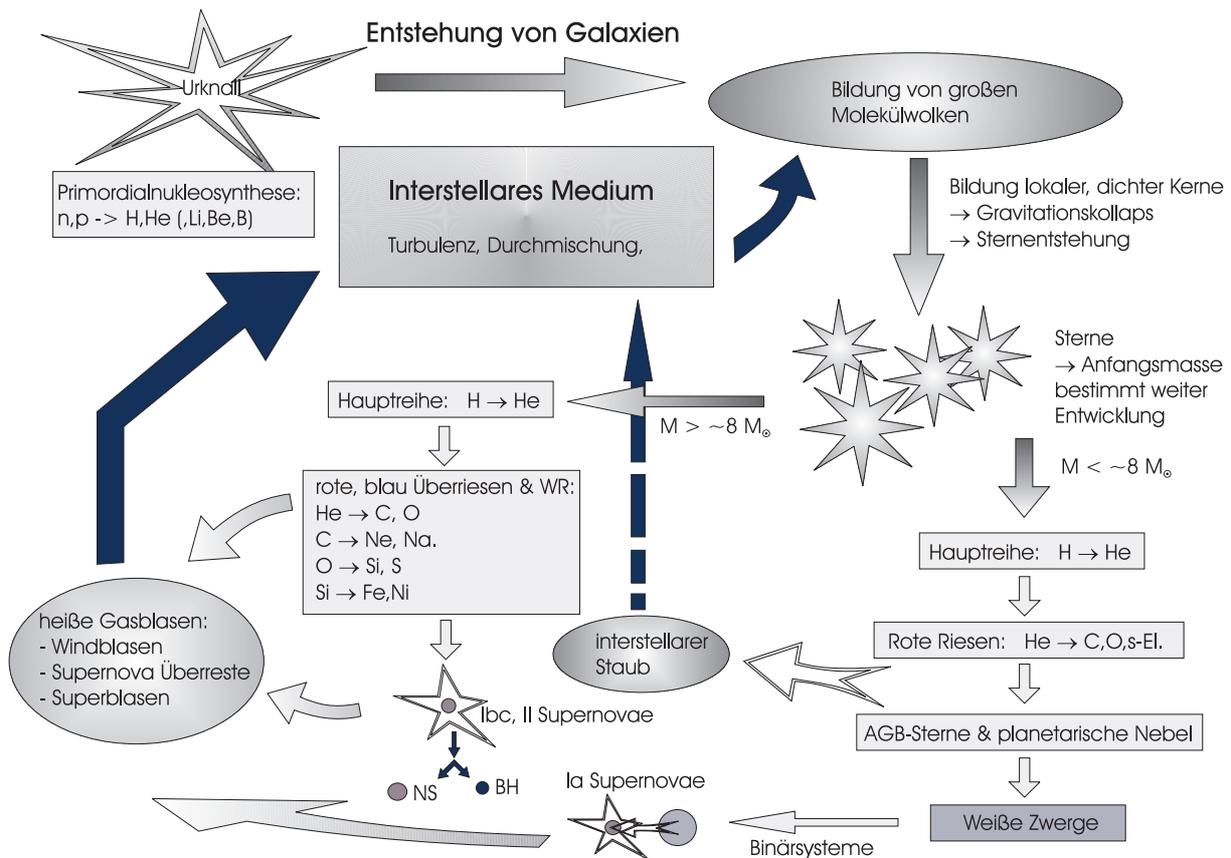


Abbildung 1.2: Während im Urknall nur die leichtesten Elemente bis zu etwa Bor entstanden sind, gehen alle schweren Elemente auf einen komplexen Zyklus aus Sternentstehung, -entwicklung und -zerstörung zurück. Das System verliert dabei Masse u.a. durch die Endzustandkanäle Weißer Zwerg, Neutronenstern und schwarzes Loch. Ein großer Teil der in Sternen umgesetzten Materie gelangt aber in modifizierter chemischer Zusammensetzung wieder zurück in den Kreislauf.

die Wechselwirkung der kosmischen Teilchenstrahlung (\rightarrow cosmic rays) auf Grund von Spallationsreaktionen zur Veränderung der chemischen Zusammensetzung des interstellaren Mediums beitragen. Dieser Effekt ist in Abbildung 1.2 nicht berücksichtigt und soll auch im weiteren Verlauf der Arbeit nicht von größerem Interesse sein.

Eine direkte Bestätigung des entworfenen dynamischen Bildes der chemischen Entwicklung lieferte die Beobachtung von Absorptionslinien von Technetium (Merrill 1952, Peery 1971) in der Strahlung von AGB-Sternen. Dieses Element besitzt kein stabiles Isotop, und die Lebensdauern der existierenden Isotope sind deutlich kleiner als das geschätzte Alter des Universums. Damit wies die Beobachtung der charakteristischen Linien dieses Elements auf seine junge Entstehung hin. Einen noch direkteren Nachweis erbringt die Beobachtung von Zerfällen radioaktiver Isotope im interstellaren Medium, da es sich hierbei nicht um Absorptions- sondern um Emissionsphänomene handelt. Am besten eignen sich hierfür Zerfälle mit Emission charakteristischer γ -Linienstrahlung, da γ -Photonen auf Grund der kleinen Wellenlänge fast keiner Extinktion⁷ unterliegen. Außerdem erlauben die charakteristischen Linienenergien die exakte Bestimmung des zerfallenen Isotopes, und auf Grund der direkten Proportionalität der Strahlungsintensität

⁷Hubble entdeckte 1934 bei der Beobachtung extragalaktischer Nebel eine systematische Abnahme ihrer Anzahl zur galaktischen Scheibe hin. Nach eingehender Untersuchung der möglichen Fehler kam er zu dem Schluß, daß ein Absorptionseffekt durch ein interstellares Medium in der Milchstraße für den Effekt verantwortlich sein muß. Da die Lichtschwächung nicht rein thermischer Natur ist, spricht man heute von Extinktion statt von Absorption.

zur Menge des radioaktiven Isotopes⁸ auch die Messung der vorhandenen Menge dieses Isotopes. In wegweisenden Arbeiten haben *Clayton et al.* (1969) und *Clayton und Silk* (1969) die Meßbarkeit unterschiedlicher radioaktiver Isotope im Zusammenhang mit Supernovae untersucht und eine Liste möglicherweise beobachtbare Isotope zusammengestellt. Seit den 70er Jahren des letzten Jahrhunderts wird nun im Rahmen der γ -Linienastronomie versucht Messungen der γ -Strahlungsintensität der vorhergesagten Linien zu machen. Tabelle 1.1 fast alle für die beobachtende Astronomie interessanten radioaktiven Isotope mit ihren dominanten Syntheszenarien sowie ihren Lebensdauern und Linienenergien zusammen. Fett gesetzte Isotope wurden in der Zwischenzeit tatsächlich beobachtet. Betrachtet man die Liste der vorgeschlagenen γ -

Isotop	Lebensdauer	Zerfallskette	γ -Linien keV	Syntheseort
⁵⁷ Ni	2.14 d	⁵⁷ Ni \rightarrow ⁵⁷ Co* ($+\beta^+$)	(1378,...)	Supernovae
⁵⁶ Ni	8.5 d	⁵⁶ Ni \rightarrow ⁵⁶ Co*	(158, 812, ...)	Supernovae
⁵⁹ Fe	64.2 d	⁵⁹ Fe \rightarrow ⁵⁹ Co*	1099, 1292	
⁷ Be	77 d	⁷ Be \rightarrow ⁷ Li*	478	
⁵⁶ Co	111.5 d	⁵⁶ Co \rightarrow ⁵⁶ Fe* ($+\beta^+$)	847, 1238	Supernovae
⁵⁷ Co	392.1 d	⁵⁷ Co \rightarrow ⁵⁷ Fe*	122	
²² Na	3.76 a	²² Na \rightarrow ²² Ne* $+\beta^+$	1275	Novae
⁶⁰ Co	7.61 a	⁶⁰ Co \rightarrow ⁶⁰ Ni*	1173, 1333	
⁴⁴ Ti	79 a (5.67 h)	⁴⁴ Ti \rightarrow ⁴⁴ Sc* ⁴⁴ Sc \rightarrow ⁴⁴ Ca* $+\beta^+$	68, 78 1157	Supernovae
²⁶ Al	1.04 · 10 ⁶ a	²⁶ Al \rightarrow ²⁶ Mg* $+\beta^+$	1809	AGB, Novae, massive Sterne & Kernkollaps SN
⁶⁰ Fe	2.2 · 10 ⁶	⁶⁰ Fe \rightarrow ⁶⁰ Co*	59	Supernovae

Tabelle 1.1: theoretisch beobachtbare γ -Linienemitter: Fett gesetzte γ -Emitter wurden inzwischen beobachtet. Einige Radioisotope sind β^+ -Emitter und tragen somit zur galaktischen 511 keV Emission bei. Die kurzlebigen Isotope ⁵⁷Ni und ⁵⁶Ni sind nicht direkt beobachtbar, da die frühe Phase einer Supernova für γ -Emission undurchlässig ist. Die ihrem Zerfall freigesetzte Energie wird als Energiequelle für die frühe optische Lichtkurve angesehen.

Emitter bezüglich ihrer Lebensdauern, kann man sie grob in zwei Klassen unterteilen. Während Isotope wie etwa ⁴⁴Ti mit ihrer verhältnismäßig kurzen Lebensdauern erwarten lassen, einzelne Punktquellen zu beobachten, müssen langlebige Isotope wie ²⁶Al oder ⁶⁰Fe zu einer mehr diffusen Strahlungsemission führen, da hier mit der Überlagerung von Einzelquellen zu rechnen ist. Dies hat u.a. einen entscheidenden Einfluß auf die Beobachtbarkeit und die Interpretation der Messungen. Während aufgelöste Punktquellen grundsätzlich den Test einzelner Quellmodelle erlauben, müssen zur Interpretation von z.B. ²⁶Al Karten komplexere Modelle herangezogen werden. Andererseits führt die flächenhafte Integration der Strahlungsintensitäten verschiedener Quellen zu einer insgesamt höheren Flächenhelligkeit und damit zu einer niedrigeren Mindestsensitivität der Nachweisinstrumente.

Ein wesentlicher Nachteil der γ -Astronomie ist bis jetzt unerwähnt geblieben. Auf Grund der Transmissionseigenschaften der Erdatmosphäre ist es u.a. im Wellenlängenbereich der niederen und mittleren γ -Strahlung (bis zu einigen 100 MeV) keine bodengebundene Beobachtung möglich. Um eine genügend dünne Atmosphäre zu erreichen, müssen γ -Beobachtungen speziell im Bereich der nuklearen Reaktionsenergien in einer Mindesthöhe von ca. 40 km durchgeführt

⁸Für den radioaktiven Zerfall gilt: $\dot{N}_x = -\frac{1}{\tau_x} \cdot N_x$. Mit dem Anteil der Zerfälle mit γ -Emission b_γ gilt ferner: $I_{x,\gamma} \propto b_\gamma \cdot \dot{N}_x$

werden, daher kommen nur Ballon- oder Satellitenexperimente als taugliche Mittel in Frage. Höhenraketen eignen sich auf Grund der kurzen Flugdauern nicht, da die erwarteten Intensitäten im Bereich bis zu einigen $10^{-4} \text{ cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$ liegen. In Kapitel 2 wird dazu noch eingehender von den Problemen der Satellitenbeobachtung am Beispiel des COMPTEL Teleskops⁹ die Rede sein.

1.2 Beobachtung von ^{26}Al und massereiche Sterne

Im vorangegangenen Abschnitt war schon von ^{26}Al als einem der potentiellen γ -Emitter die Rede. Wie aus dem Zerfallsschema in Abbildung 1.3 ersichtlich wird, zerfällt ^{26}Al zu ca. 98% unter Emission eines 1.809 MeV Photons in ^{26}Mg . Neben dem Grundzustand von ^{26}Al gibt es einen um ca. 220 keV höher liegenden isomeren Zustand, welcher quasi-instantan ohne γ -Emission direkt in den Grundzustand von ^{26}Mg übergeht. Dieser Kanal ist aber im interstellaren Raum auf Grund der hohen Anregungsenergie (entspricht etwa $2.6 \cdot 10^9 \text{ K}$) nicht von Bedeutung. Im Rahmen der Nukleosynthese im Inneren von Sternen und in explosiven Umgebungen (z.B. Supernovae) stellt diese Reaktion allerdings eine einschränkende Bedingung an die Synthese von ^{26}Al dar. Davon wird im Rahmen von Kapitel 3 noch die Rede sein.

Seine herausragende Bedeutung gewinnt ^{26}Al u.a. durch die Tatsache, daß seine Linienemission bei ca. 1.809 MeV die erste nachgewiesene interstellare γ -Emission war. *Mahoney et al.* (1984) entdeckte mit Hilfe des Germanium-Spektrometers an Bord des NASA Satelliten HEAO-3¹⁰ eine γ -Linie bei $1808.69 \pm 0.4 \text{ keV}$ aus Richtung des galaktischen Zentrums, welche mit der Linie des ^{26}Al -Zerfalls in guter Übereinstimmung war. Diese Beobachtung wurde schon ein Jahr später mit dem Satelliten-Experiment SMM¹¹ durch *Share et al.* (1985) bestätigt. In der folgenden Zeit wurde der Himmel im Lichte der ^{26}Al -Linie wiederholt mit unterschiedlichen Ballon- und Satelliteninstrumenten beobachtet. Tabelle 1.2 listet die bis zum Start von CGRO/COMPTEL gemessenen Flüsse im Bereich der 1.809 MeV Linie. Zusätzlich sind die letzte Messung des Ballo-nexperiments GRIS (GRIS95) und die entsprechenden Ergebnisse des OSSE Spektrometers mit in die Tabelle aufgenommen worden. Die Flußwerte beziehen sich dabei auf Beobachtungen der inneren Galaxis. Wird die Lebensdauer von ca. 1.04 Mio. Jahren (*Endt* 1990) berücksichtigt, so folgt eine momentan vorhandene ^{26}Al -Masse in der Milchstraße von $3 \pm 1 M_{\odot}$.

Auf Grund der schlechten oder gar nicht vorhandenen Richtungsinformation aller bis zum Jahr 1990 eingesetzten Instrumente, war über die räumliche Verteilung von ^{26}Al in der Milchstraße so gut wie nichts bekannt. Nur ein Emissionsexzeß aus Richtung des galaktischen Zentrums war festgestellt worden. Für die Diskriminierung der unterschiedlichen Quellmodelle (siehe Kapitel 3) ist aber eine detailliertere Kenntnis der räumlichen Emissionsstrukturen unabdingbar. Ein deutlicher Fortschritt in dieser Richtung ermöglichte das Compton Teleskop COMPTEL (*Schönfelder et al.* 1993), das erstmals die Erstellung einer Karte der Intensitätsverteilung im Energiebereich

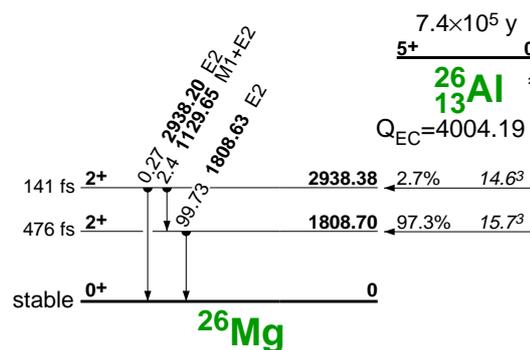


Abbildung 1.3: Zerfallsschema von ^{26}Al

⁹COMPTEL steht für *COMPTon TELEscope* und war eines von vier Instrumenten an Bord des NASA Satelliten CGRO (*Gehrels et al.* 1994), welcher von Ende April 1991 bis zum 28.05.2000 den γ -Himmel beobachtete.

¹⁰HEAO \iff *High Energy Astronomy Observatory*

¹¹SMM \iff *Solar Maximum Mission*

Instrument	Jahr	Fluß $\gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ rad}^{-1}$	Position keV	Linienbreite keV
HEAO-C	1984	$(4.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$	1808.49 ± 0.41	< 3.3
SMM	1985	$(4.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$	1804 ± 4	38_{-38}^{+21}
Scandia/AT&T	1987	$3.9 \begin{pmatrix} +2.0 \\ -1.7 \end{pmatrix} \cdot 10^{-4}$	1809	< 3.6
GRIS	1991	$(4.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}$	1804.9 ± 2.8	< 2.8
MPE Ballon	1992	$(4.9 \pm 2.4) \cdot 10^{-4}$	1800 ± 220	< 220
HEXAGONE	1993	$(4.6 \pm 2.7) \cdot 10^{-4}$	1809 ± 2.0	< 3.9
OSSE	1993	$(3.2 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$	1809 ± 50	< 100
GRIS95	1996	$(4.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}$	1808 ± 1.5	5.4 ± 1.4

Tabelle 1.2: Beobachtete γ -Flüsse der 1.809 MeV Emission des radioaktiven ^{26}Al aus Richtung des galaktischen Zentrums

von wenigen MeV erlaubt. COMPTEL erreichte dabei im Bereich der 1.809 MeV Linie eine Ortsauflösung von 3.8° (FWHM). Schon 1993 konnte eine erste Kartierung der 1.809 MeV Strahlung entlang der galaktischen Scheibe durchgeführt werden (*Diehl et al.* 1993). Diese erste Karte zeigte deutliche Emissionsgebiete in Richtung des galaktischen Zentrums, der Vela, Carina und Cygnus Region. Diese Eigenschaften der galaktischen ^{26}Al -Verteilung wurden durch *Diehl et al.* (1995) bestätigt. Zwei Jahre später präsentierte *Oberlack* (1997) eine erste Karte des gesamten Himmels im Lichte der Linienemission von ^{26}Al . Abbildung 1.4 zeigt den Himmel im Licht der 1.809 MeV Emission, wie COMPTEL ihn im Laufe der gesamten Mission im Rahmen einer Maximum Entropie Auswertung gesehen hat. Abbildung 2.3 in Kapitel 2 zeigt die kumulative, effektive Belichtung der COMPTEL Beobachtungen. In Kapitel 2 wird die Analyse und Kartierung der 1.809 MeV Emission mit COMPTEL im Detail diskutiert und die auf den vollständigen Missionsdaten beruhenden Karten präsentiert. Die Karte zeigt neben einer star-

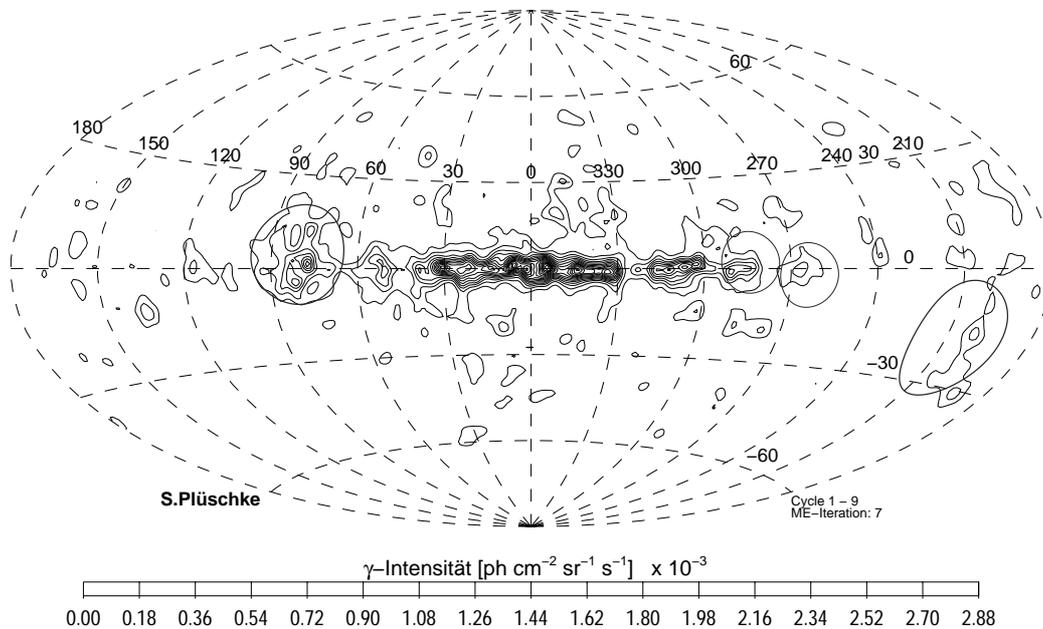


Abbildung 1.4: Aitoff Projektion der Maximum Entropie Karte der 1.809 MeV Emission basierend auf allen COMPTEL Beobachtungen vom April 1991 bis Ende Mai 2000. Die eingekreisten Regionen sind Gebiete jüngerer Sternentstehungsaktivität (von links: Cygnus, Carina, Vela und Orion).

ken Emission aus Richtung des galaktischen Zentrums mehrere unregelmäßige Strukturen hoher 1.809 MeV Intensität wie z.B. in Richtung der Cygnus Region, welche die frühen Ergebnisse der COMPTEL Mission bestätigen.

Mit der Erstellung der Karten und damit der Visualisierung der Emissionsstrukturen wurde die Frage nach den dominanten Quellen für interstellares ^{26}Al in der Milchstraße immer bedeutender. Schon früh wurden Anstrengungen unternommen, um die COMPTEL Karten mit Karten anderer Wellenlängenbereichen zu korrelieren. So stellte sich schnell heraus, daß Tracer alter Sternpopulationen wie z.B. das integrierte Sternlicht eine sehr ungenügende Beschreibung der 1.8 MeV Intensitätsverteilung liefern. Die besten Ergebnisse wurden grundsätzlich mit Tracern aktiver Sternentstehung und junger, massereicher Sterne (z.B. frei-frei Emission von Elektronen) erzielt. So konnte *Knödlseider et al. (1999a)* in einem groß angelegten Modellvergleich basierend auf den ersten fünf Beobachtungsjahren von COMPTEL zeigen, daß die Intensitätsverteilung der thermischen Bremsstrahlung die beste Korrelation zur COMPTEL Karte hat. Diese Strahlung läßt sich auf die ionisierenden Eigenschaften des Sternlichtes heißer, junger Sterne zurückführen (*Bennett et al. 1996*). Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß die Verteilung von ^{26}Al direkt mit der Verteilung der junger, massereicher Sterne in der Milchstraße korreliert ist, und daher diese Objekte als dominante Quellen angesehen werden können. Allerdings muß einschränkend festgehalten werden, daß eine Unterscheidung zwischen massereichen Sternen und ihren nachfolgenden Kernkollaps-Supernovae bezüglich ihres jeweiligen Beitrags zur ^{26}Al -Freisetzung bislang nicht möglich ist.

Lentz et al. (1999) konnte jedoch in einer Monte Carlo Verfahren Simulation zeigen, daß Novae und AGB Sterne einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag liefern könnten, welcher zu einem mehr oder minder homogenen, diffusem Glühen der Milchstraße im 1.8 MeV Bereich führen würde. Dieses Glühen könnte aus unterschiedlichen Gründen in COMPTEL Karten nicht sichtbar sein (Unterdrückung durch Hintergrundmodellierung, zu geringe Sensitivität, usw.). Die Studie ergab, daß bis zu einer Masse von $1 M_{\odot}$ ^{26}Al dieser Quelltypen von COMPTEL unentdeckt geblieben sein könnte. Hier werden evtl. zukünftige Instrumente mit größerer Sensitivität (z.B. *MEGA*) und höherer Ortsauflösung (z.B. *INTEGRAL*) Aufschluß liefern. Diese Argumentation kann aus der Warte eines COMPTEL Beobachters als weiteres Argument für die These des Ursprungs der Emissionsstruktur in massiven Sterne und ihren Supernovae betrachtet werden.

Auf Grund ihrer kurzen Lebensdauer von wenigen Millionen bis zu einigen 10 Millionen Jahren, sind massereiche Sterne Tracer jüngerer Sternentstehungsaktivität. Anders ausgedrückt läßt sich sagen, daß massive Sterne räumlich korreliert in Sternentstehungsgebieten entstehen. Gruppen massereicher Sterne (\rightarrow frühen Spektraltyps), die nicht gravitativ gebunden sind, nennt man *OB Assoziationen*. OB Assoziationen entstehen als Folge lokaler Sternentstehungsaktivität in genügend großen und massereichen Molekülwolkenkomplexen und bleiben auf Grund der damit verbundenen gemeinsamen Raumbewegung der entstandenen O und B Sterne um das galaktische Zentrum als Gruppe sichtbar. Die nicht vorhandene gravitative Bindung der Assoziationsmitglieder untereinander hat jedoch zur Folge, daß sich die Assoziationen auf Grund vorhandener Geschwindigkeitsdispersionen mit der Zeit auflösen. Ferner stellt das maximaler Alter eines frühen B Sterns ein weiteres oberes Limit für das Alter einer Assoziation dar. Andererseits gibt es Hinweise, daß die Mitglieder einer OB Assoziationen nicht unbedingt synchron, also in einem sogenannten Starburst, entstanden sein müssen, sondern daß es Untergruppen unterschiedlichen Alters geben kann (z.B. in Orion OB1 kennt man vier Untergruppen (*Brown et al. 1994*)), die auf propagierende Sternentstehung in einer Molekülwolke zurückzuführen sind. Aus dem Blickwinkel der chemischen Entwicklung und speziell der Synthese von ^{26}Al erscheinen OB Assoziationen auf Grund ihrer relativ hohen Dichte an massereichen Sternen als ideale Kandidaten für die Synthese und Verbreitung von ^{26}Al im interstellare Medium.

Ein weiteres Phänomen bezüglich der beobachteten 1.809 MeV Strahlung ist die von *Naya et al. (1996)* berichtete große Linienbreite der Emissionslinie. Die mit dem Ballonexperiment *GRIS* der NASA durchgeführten Messungen ergaben eine Linienbreite von ca. 5 keV, was einer Temperatur von mehreren Millionen Grad oder einer Raumbeschwindigkeit von ca. 500 km/s entspräche.

Es ist bislang ungeklärt, wie ^{26}Al über den Zeitraum von 1 Mio. Jahren so heiß bzw. schnell bleiben oder alternativ wieder aufgeheizt bzw. beschleunigt werden kann. Allerdings muß an dieser Stelle angemerkt werden, daß das von *Naya et al.* (1996) publizierte Ergebnis inkonsistent mit anderen Messungen der Linienbreite ist. Die gute Spektralauflösung von INTEGRAL wird hier mit Sicherheit einen guten Fortschritt ermöglichen.

1.3 Das interstellare Medium

In den vorangegangenen Abschnitten war schon mehrfach vom interstellaren Medium die Rede. Noch zu Beginn des 20. Jahrhunderts herrschte die Ansicht vor, daß der Raum zwischen den Sternen weitest gehend leer sei. So wurde noch um 1920 versucht, die Größe und Gestalt der Milchstraße aus Sternzählungen herzuleiten. Robert Trümpler entdeckte 1930 bei Beobachtungen an offenen Sternhaufen einen ersten schlüssigen Beweis für die Existenz einer allgemeinen *interstellaren Absorption* des Sternlichtes. Trümpler hatte versucht auf photometrischem Wege die Entfernung einzelner Haufenmitglieder zu ermitteln. Aus den gemessenen Entfernungen und dem Winkeldurchmesser der Sternhaufen berechnete er die linearen Ausdehnungen der Sternhaufen. Es stellte sich heraus, daß die resultierenden Sternhaufendurchmesser mit größerer Entfernung zunahmen. Nach eingehender Untersuchung möglicher Fehlerquellen, welche dieses sehr unwahrscheinliche Ergebnis bedingt haben könnten, kam Trümpler zu dem Schluß, daß die photometrischen Entfernungen systematisch zu groß waren. Er führte diesen Effekt auf eine systematische Abschwächung des Sternlichtes zurück. Heutzutage spricht man bei diesem Effekt von interstellarer Extinktion, da es sich nicht um einen rein thermischen Prozeß handelt. Der von Trümpler bestimmte Extinktionskoeffizient belief sich auf etwa 0.54 pro 1000 pc. Heute weiß man, daß dieser Wert entlang der galaktischen Symmetrieebene sogar bis zu dreimal so hoch sein kann.

Die Einführung der Photographie zeigte das wahre Ausmaß der interstellaren Extinktion. Photoemulsionen ermöglichten durch lange Belichtungszeiten die Beobachtung auch sehr lichtschwacher diffuser Nebel und enthüllte die Struktur der Milchstraße. Auch wurde eine Konzentration sogenannter Dunkelwolken entlang des galaktischen Äquators festgestellt. Einen überzeugenden Beweis dafür, daß die Dunkelwolkenkette in der Milchstraße nicht durch lokale Defizite in der Sterndichte sondern auf die interstellare Extinktion zurückzuführen ist, lieferte Edwin Hubble 1934. Bei der Zählung ferner Galaxien stellte er fest, daß deren Flächendichte an der Sphäre bei Annäherung an die Symmetrielinie der Milchstraße systematisch abnahm. Dieser Effekt läßt sich auf eine zur galaktischen Scheibe hin größer werdende Extinktion zurückführen.

Was ist die Ursache dieser interstellaren Extinktion? Der niederländische Astronom J.H. Oort wies bereits 1932 darauf hin, daß die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur galaktischen Symmetrieebene der Sterne eine obere Grenze für die mittlere Massendichte der interstellaren Materie definiert. Diese Bewegungen werden durch die Gravitationskraft aller stellaren und interstellaren Massen beherrscht, welche sich in einer relativ dünnen Schicht entlang der galaktischen Scheibe befinden. Die Anziehungskraft verhindert, daß die Sterne sich weit von der galaktischen Scheibe entfernen können. Aus den mittleren Geschwindigkeitskomponenten läßt sich zunächst die rücktreibende Kraft bestimmen und aus dieser weiter das mittlere Gravitationspotential und damit die Massendichte. Nach Abzug der Sternmassen verbleibt ein maximaler Anteil der interstellaren Materie an dieser Massendichte von ca. $3 \cdot 10^{-27} \text{ kg cm}^{-3}$ oder rund zwei Wasserstoffatomen pro Kubikzentimeter. Eine nähere Untersuchung des Extinktionsphänomens führt bei dieser geringen zur Verfügung stehenden Dichte auf die Annahme von Staubteilchen mit einer mittleren Ausdehnung von ca. $1 \mu\text{m}$ als Ursache für die Lichtschwächung.

Beobachtungen über einen großen Wellenlängenbereich haben gezeigt, daß die Bereiche des sichtbaren Lichts und der UV Strahlung am stärksten von der Extinktion betroffen sind. Im Infra-

rotbereich nimmt die Schwächung mit steigender Wellenlänge ab. Gängige Interpretation für die beobachtete IR Strahlung ist die Emission von angeregten Staubteilchen. Staub findet man neben Molekülen in sehr kalten Umgebungen ($T \approx 100\text{ K}$). Andererseits haben Beobachtungen im Bereich der Röntgenstrahlung gezeigt, daß es sehr heißes ionisiertes Gas gibt. Hier findet man Temperaturen bis zu einigen Millionen Grad. Auf Basis dieser Beobachtungen wurde ein 3 Phasen Bild vom interstellaren Medium [\rightarrow ISM](*McKee und Ostriker 1977*) entwickelt. In diesem Bild ist das ISM aus einer kalten Phase, welche sich besonders in Molekülwolken zeigt, einer warmen Phase von ca. 10^3 bis 10^4 K und einer heißen Phase, welche durch Strahlungseffekte und Schockwirkungen aufgeheizt wird, aufgebaut.

1.4 Massereiche Sterne und die Struktur des ISM

Die heiße Phase des interstellaren Mediums wird durch zwei Mechanismen aufgeheizt. Wie bei der chemischen Entwicklung spielen auch in diesem Zusammenhang massereiche, heiße Sterne eine zentrale Rolle. Zum einen strahlen massive Sterne auf Grund der höheren Energieproduktionsrate mit größerer Effektivtemperaturen (bis zu ca. 60000 K [vgl. Sonne: $T_{eff} \approx 5800\text{ K}$]), was zur Folge hat, daß ein relativ großer Anteil der Strahlung im Wellenlängenbereich der EUV-Strahlung abgegeben wird. Diese Strahlung mit Wellenlängen kleiner als 91.2 nm ist in der Lage Wasserstoff zu ionisieren, was zu einem Heizungseffekt im bestrahlten Medium führt.

Weiterhin weisen massereiche Sterne einen erheblichen Massenverlust auf, welcher mit hohen Emissionsgeschwindigkeiten verbunden ist. Man spricht bei diesem Phänomen von einem Sternwind. Massive Sterne erreichen besonders in späten Entwicklungsphasen Masseverlustraten von bis zu einigen $10^4 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ und Windgeschwindigkeiten von bis zu 4000 km s^{-1} . Dies entspricht einer Windleistung von einigen $10^{37}\text{ erg s}^{-1}$ oder einer kinetischen Energie von ca. 10^{51} erg pro Millionen Jahre. Diese Energie wird in das den Stern umgebende interstellare Medium eingetragen und führt dort zusammen mit der freigesetzten Materie zur Bildung einer blasenartigen Struktur (Abbildung 1.5), welche im Inneren die heiße Phase des ISM beherbergt. Man spricht hierbei von interstellaren Blasen (\rightarrow ISB). Diese Blasen wurden erstmals von (*Castor et al. 1975b*) beschreiben.

Andererseits erleiden massereiche Sterne in der Regel am Ende ihrer Entwicklung eine Kernkollaps Supernova Explosion, bei der ebenfalls kinetische Energie in der Größenordnung von 10^{51} erg freigesetzt wird. Auch bei diesem Prozeß entstehen blasenartige Strukturen im interstellaren Medium, welche in den unterschiedlichsten Wellenlängen zu verschiedenen Entwicklungszeiten beobachtet werden können. Man nennt diese Strukturen Supernova-Überreste. Im Zusammenhang mit der Entwicklung eines Supernova-Überrestes unterscheidet man vier Phasen. Während die sehr frühe Phase im wesentlichen durch eine ungebremste Expansion bestimmt wird (Supernova Ejekta erreichen Geschwindigkeiten von einigen 10^3 km s^{-1} für *Kernkollaps Supernovae* [hydrodynamische SN¹²] und 10^4 km s^{-1} für *Supernovae vom Typ Ia* [thermonukleare SN]), gewinnt in der späteren Entwicklung die von der Schockwelle aufgesammelte Materie immer mehr Bedeutung. An die freie Expansion schließt sich die Sedov-Taylor Phase (*Taylor 1950, Sedov 1959*) an, welche von der sogenannten *snow plow* Phase gefolgt wird. Schließlich setzt die Fragmentation des Supernova-Überrestes ein. Windblasen und Supernova-Überreste erreichen typische Ausdehnungen von 50 pc , bevor ihre Struktur zerbricht und in das umgebende Medium übergeht.

¹²Zu diesem Typ der Sternexplosion zählen die nach spektralen und zeitlichem Ablauf eingeteilten Supernovae vom Typ Ib, Ic und II. Hydrodynamische Supernovae setzen ein massiven Vorläuferstern voraus, während Typ Ia Supernovae auf eine Explosion eines Weißen Zwerges in einem wechselwirkenden Binärsystem zurückgeführt werden. Im Rahmen von Kapitel 3 werden die Kernkollaps-Supernovae eingehender untersucht.

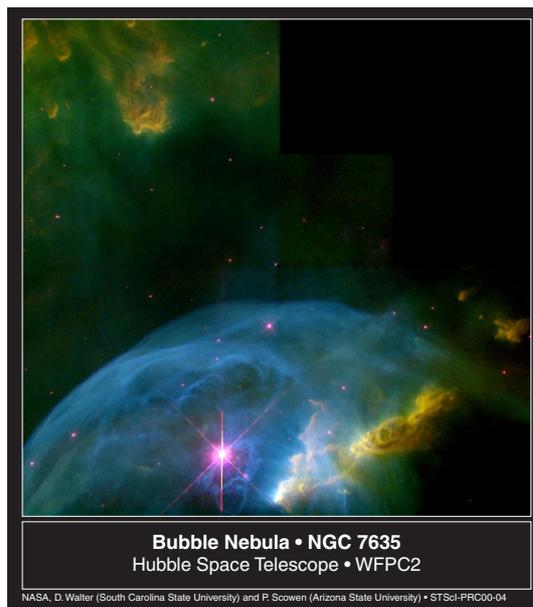


Abbildung 1.5: Hubble WFPC2 Aufnahme einer im interstellaren Medium expandierenden Blase. Der zugehörige Nebel trägt die Bezeichnung NGC 7635 und befindet sich im Sternbild Cassiopeia. Die Blase hat einen Radius von ca. 2 pc (Quelle: Walter et al. (2000)).

Zusammenfassend bleibt also festzustellen, daß massive Sterne neben der chemischen Entwicklung des interstellaren Mediums auch bei der Strukturierung des Mediums von grundlegender Bedeutung sind. Wie auch im Zusammenhang mit der chemischen Entwicklung sind Gruppen massiver Sterne wie OB Assoziationen auch bezüglich der räumlichen Strukturbildung im interstellaren Medium von besonderem Interesse, da sich die oben angeführten Phänomene überlagern und verstärken können. So findet man bei der Beobachtung der galaktischen Gasverteilung neben den Windblasen und Supernova-Überresten auch großskalige Blasenstrukturen, welche man Superblasen nennt. Aus Bestimmung des Expansionsverhaltens dieser Strukturen hat man die benötigte Energie zur Bildung dieser Strukturen auf einige 10^{52} erg abgeschätzt, was bis zu 100 Supernova Explosionen entspräche. In der Regel findet man in der Nähe dieser Blasen OB Assoziationen oder zumindest Hinweise auf die Aktivität massereicher Sterne (z.B. Ionisation). Daraus hat sich das gängige Bild ergeben, daß Superblasen aus der Überlagerung von Windblasen und Supernova-Überresten von massiven Sternen in OB Assoziationen oder Clustern hervorgehen.

1.5 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Ausgehend von der durch Modellvergleiche untermauerten Hypothese des dominanten ^{26}Al -Ursprungs in massereichen Sternen und ihren Kernkollaps-Supernovae soll in der vorliegenden Arbeit eine erweiterte Hypothese zum Ursprung dieses interstellaren Radionuklids untersucht werden. Ziel ist dabei die Rückführung der beobachteten 1.809 MeV Intensitätsverteilung und ihrer Korrelationen zu Tracern der galaktischen Population massereicher Sterne auf kleinere Untereinheiten der Sternpopulation der Milchstraße und den in ihnen ablaufenden physikalischen Prozesse. Als geeignete Untereinheiten erscheinen dabei OB Assoziationen, da diese Sterngruppen genügend jung und reich an massereichen Sternen sind. Die alternative Untersuchung einzelner massereicher Sterne oder Supernovae zur Interpretation der COMPTEL 1.809 MeV Karten kommt auf Grund der zu geringen Sensitivität und der daraus folgenden verschwindenden Zahl potentiell beobachtbare Einzelobjekte nicht in Betracht. Jedoch ist zu erwarten, daß OB Assoziationen durch additive Überlagerung der ^{26}Al -Freisetzung ihrer Mitglieder, auch in größeren Entfernungen untersucht werden können. Dasselbe gilt für andere mögliche Observable massereicher Sterne. Dieser Ansatz führt auf das Problem der Charakterisierung der Quelleigen-

schaften von OB Assoziationen bezüglich der verschiedenen Emissionen (ionisierende Strahlung, prozessierte Materie und kinetische Energie) durch die Population massereicher Mitgliedssterne. Neben diesen direkt an die Assoziationspopulation gekoppelten Eigenschaften soll im Rahmen der Arbeit die Frage nach dem Zusammenhang zwischen dem Zustand und der Struktur des interstellaren Mediums und den Eigenschaften der 1.809 MeV Linienstrahlung untersucht werden. Umgekehrt stellt sich die Frage, in wie weit die Messung der 1.809 MeV Strahlung und ihrer Korrelation zu anderen Observablen Rückschlüsse auf die Population und Sternentstehungsgeschichte in beobachteten Emissionsgebieten zuläßt.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich dem gemäß im wesentlichen in drei Teile. Im folgenden Kapitel wird zunächst das γ -Teleskop COMPTEL, der Missionsverlauf und die Datenauswertung für die Erstellung von Karten der beobachteten 1.809 MeV Intensitätsverteilung vorgestellt. Dieses Kapitel schließt mit der Präsentation der ersten 1.809 MeV Himmelskarten, welche auf der vollständigen Beobachtungsdaten der COMPTEL Mission beruhen.

Der zweite Teil der Arbeit erstreckt sich über die Kapitel 3 und 4. Dabei wird in Kapitel 3 das aktuelle Bild der inneren Struktur massereicher Sterne, ihrer Entwicklung und die Eigenschaften der Emissionen massereicher Sterne in Theorie und Beobachtung diskutiert. Besonderer Schwerpunkt liegt dabei auf der Synthese und Freisetzung von ^{26}Al sowie ihre Abhängigkeit von diversen physikalischen Prozessen in der Sternentwicklung. Darüberhinaus wird die Wechselwirkung massereicher Sterne mit dem sie umgebenden interstellaren Medium und die sich daraus ergebende Struktur des Mediums vorgestellt. Auf dieser Zusammenfassung des aktuellen Bildes massereicher Sterne und ihrer Beziehungen zum interstellaren Medium aufbauend wird in Kapitel 4 ein Modell für die Evolution von Gruppen massereicher Sterne entwickelt. Dieses Kapitel gliedert sich dazu in zwei Hauptabschnitte, wobei der erste Abschnitt der Modellierung der Sternpopulation und ihrer direkten Emissionen bzw. direkt beobachtbaren Eigenschaften (zusammenfassend: *primären Observablen*) und der folgende Abschnitt der Untersuchung der Wechselwirkung von OB Assoziationen mit interstellarem Medium durch Eintrag kinetischer Energie gewidmet ist. Observablen, die aus Wechselwirkungen mit interstellarem Medium folgen, werden im weiteren *sekundäre Observablen* genannt.

Im dritten Teil der Arbeit (Kapitel 5) werden die entwickelten Modelle auf die 1.809 MeV Emission in der Cygnus Region angewandt. Diese Region ist einerseits die nach dem galaktischen Zentrum auffälligste Emissionsstruktur in den COMPTEL 1.809 MeV Karten (siehe z.B. Abbildung 1.4). Andererseits werden in der Cygnus Region neun OB Assoziationen vermutet. Kapitel 5 stellt dazu zunächst die verschiedenen Beobachtungsbefunde anderer Wellenlängenbereiche für die Cygnus Region zusammen. Daran anschließend wird schrittweise ein Modell der interstellaren ^{26}Al -Verteilung auf Grund der Population massereicher Sterne der Region erarbeitet. Diese Modelle werden mit Hilfe eines quantitativen Hypothesentests mit den COMPTEL Daten der 1.809 MeV Strahlung verglichen. Darüberhinaus werden aus dem Modell folgende Vorhersagen für primäre und sekundäre Observablen (z.B. Intensität der thermischen Bremsstrahlung im Radiobereich) verfügbaren Beobachtungsbefunden (z.B. COBE DMR free-free Karte) gegenübergestellt.

Im abschließenden Kapitel werden schließlich die erreichten Resultate zusammengefaßt und kritisch diskutiert. Darüberhinaus gibt Kapitel 6 einen Überblick über mögliche Anwendungen und Weiterentwicklungen im Rahmen des vorgeschlagenen Modells der ^{26}Al -Ausbreitung im interstellaren Medium.

Kapitel 2

COMPTEL: Die 1.809 MeV Beobachtungen

2.1 Das Compton Teleskop COMPTEL

COMPTEL (*Schönfelder et al.* 1993) war eines von vier Instrumenten an Bord des NASA Satelliten *Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)*. Das Compton Teleskop COMPTEL war dabei das erste satellitengestützte System seiner Art und erlaubte abbildende Beobachtung des γ -Himmels im Energiebereich zwischen 0.75 und 30 MeV.

2.1.1 Das Meßprinzip

Während im Wellenlängenbereich bis hinauf zur Röntgenstrahlung (einige keV) die Wellennatur und damit die *optischen* Eigenschaften der elektromagnetischen Strahlung dominieren, treten im Falle der höherenergetischen γ -Strahlung die Teilcheneigenschaften der Photonen hervor. Nicht mehr Diffraktion, Reflektion und Interferenz dominieren die Erscheinungen, sondern Teilchenreaktionen mit Materie im Strahlengang der γ -Quanten. Während im Falle der niederenergetischen Strahlung großflächige, fokussierende Instrumente die Strahlung auf kleine, ortsempfindliche Detektoren bündeln, gleichen γ -Detektoren den Teilchendetektorsystemen, wie sie aus der Kernphysik bekannt sind. Diese haben keine fokussierenden Eigenschaften, so daß die geometrische Fläche des aktiven Detektormaterials die effektive Detektorfläche bestimmt. Im Energiebereich von einigen MeV dominiert der *Compton Effekt*¹ die Wechselwirkung von Photonen mit Materie, während im niederenergetischen Bereich der Photo-Effekt und im hochenergetischen Teil die Paarerzeugung überwiegen. Mit der Erhaltung von Energie und Impuls beim Compton-Stoß erhält man aus dem Energieverlust ΔE und der Photonenergie vor dem Stoß E_γ den geometrischen Streuwinkel φ_{geo} des einfallenden Photons zu:

$$\varphi_{\text{geo}} = \arccos \left[1 + m_e c^2 \left(\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{E_\gamma - \Delta E} \right) \right]. \quad (2.1)$$

Hierbei ist $m_e c^2$ die Ruheenergie eines Elektrons. Für unpolarisierte Photonen und Elektronen ist die Verteilung der Streuwinkel durch die energieabhängige *Klein-Nishina-Formel* gegeben.

¹Die inelastische Streuung von Photonen an quasi-freien Elektronen wird als Compton Effekt bezeichnet, dabei verliert das Photon einen Teil seiner Energie an das Elektron und wird dadurch langwelliger (*Longair* 1992).

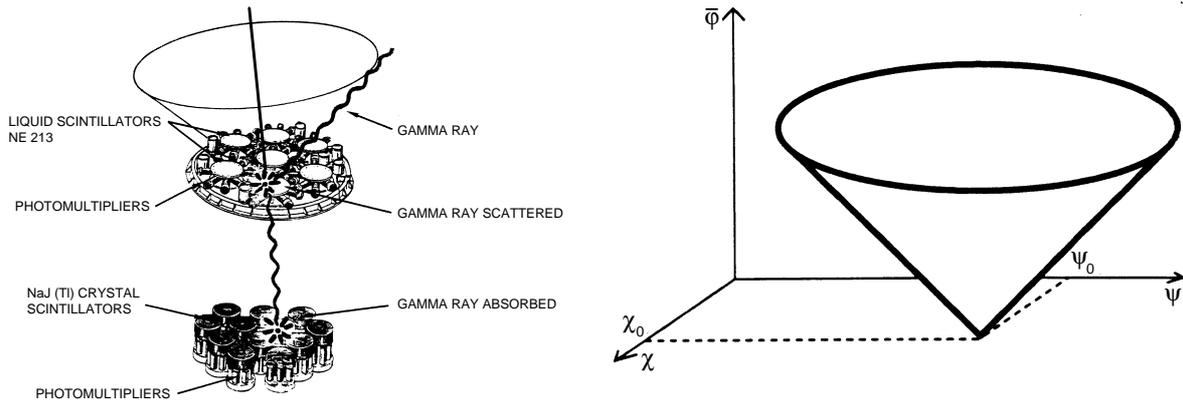


Abbildung 2.1: Das Meßprinzip eines Compton Teleskops am Beispiel der COMPTEL Schemazeichnung (linker Teil). Daneben ist die Signatur idealer Ereignisse einer Punktquelle im schematischen COMPTEL Datenraum gezeigt (rechts).

Der Nachweis von γ -Quanten wird bei COMPTEL durch die aufeinanderfolgende Wechselwirkung einfallender Photonen in zwei getrennten, parallelen Detektorebenen (D1 und D2) erzielt; dabei ist ein gültiges Ereignis durch ein 40 ns breites Koinzidenzfenster definiert. Das linke Teilbild von Abbildung 2.1 zeigt eine Schemazeichnung der COMPTEL Detektorebenen zusammen mit einer Darstellung des Meßprinzips. Ein ideales Ereignis ist dabei durch eine Compton-Streuung in einem D1-Detektormodul mit anschließender vollständiger Absorption in einem D2-Modul charakterisiert. In beiden Detektorebenen werden die Wechselwirkungsenergien E_1 und E_2 sowie die Wechselwirkungsorte gemessen. Für ein ideales Ereignis ist so die Energie des einfallenden Photons, der Energieverlust im D1-Detektor und die Streurichtung zwischen D1- und D2-Detektor bekannt. Es gilt:

$$E_\gamma = E_{\text{tot}} = E_1 + E_2 \quad (2.2)$$

$$\Delta E = E_1 \quad (2.3)$$

Einsetzen von 2.2 und 2.3 in Gleichung 2.1 liefert den Compton Streuwinkel $\bar{\varphi}$ zu:

$$\bar{\varphi} = \arccos \left[1 + m_e c^2 \left(\frac{1}{E_1 + E_2} - \frac{1}{E_2} \right) \right]. \quad (2.4)$$

Streurichtung und Streuwinkel lassen sich in einem dreidimensionalen Datenraum darstellen. Ereignisse, welche von Photonen einer Punktquelle herrühren, besetzen in diesem Datenraum einen Kegelmantel, dessen Aufpunkt den Ort der Punktquelle (χ_0, ψ_0) am Himmel bezeichnet. Für ideale Ereignisse beträgt der Öffnungswinkel des Kegels 90° (siehe rechtes Teilbild von Abbildung 2.1).

In Wirklichkeit jedoch wirken sich nicht vermeidbare Meßungenauigkeiten und vor allem die häufig nicht vollständige Absorption gestreuter Photonen im D2-Detektor auf die Bestimmung von Streurichtung und Streuwinkel aus. Die unvollständige Absorption im D2-Detektor führt zu einer systematischen Abweichung des berechneten Streuwinkels $\bar{\varphi}$ vom realen Streuwinkel φ_{geo} zu größeren Werten hin. Man definiert daher für Compton-gestreuete Photonen die Differenz

$$\text{ARM} = \bar{\varphi} - \varphi_{\text{geo}} \quad (2.5)$$

als die Winkelauflösung des Teleskops. ARM steht dabei für *angular resolution measure*.

2.1.2 Der Aufbau des COMPTEL Teleskops

Wie in Abbildung 2.1 angedeutet, besteht COMPTEL aus zwei Detektorebenen, welche in einem Abstand von 157.7 cm (Zentrum der Detektormodule) parallel zueinander auf zwei Trägerplatten montiert sind. Die erste Detektorebene (D1) besteht dabei aus 7 zylindrischen Detektormodulen mit einem Durchmesser von 27.6 cm und einer Höhe von 8.5 cm. Die D1-Module sind so optimiert, daß einfallende Photonen im gewünschten Energiebereich möglichst einfach Compton-gestreut werden. Die Wahrscheinlichkeit für eine Compton-Streuung beträgt ca. 97% (*Schönfelder et al.* 1993). Jedes D1-Modul besteht aus einem mit dem flüssigen, organischen Szintillator NE213A gefüllten Aluminiumgehäuse. Wechselwirkungsenergie und Wechselwirkungsort werden in jedem Modul durch acht seitlich über Quartzfenster eingekoppelte Photoelektronenvervielfacher (PMTs) bestimmt. Aus der Summe der absoluten Pulshöhen erhält man die Wechselwirkungsenergie E_1 . Aus den relativen Pulshöhen läßt sich eine zweidimensionale Bestimmung des Wechselwirkungsorts parallel zur Detektorebene durchführen.

Die zweite Detektorebene (D2) besteht aus 14 zylindrischen NaI(Tl)-Szintillatorkristallen. Jeder Kristall mißt 28.2 cm im Durchmesser und 7.5 cm in der Höhe und wird von der Unterseite durch 7 Photoelektronenvervielfacher ausgelesen. Analog zu den D1-Modulen erhält man aus der absoluten Pulshöhensumme die deponierte Energie E_2 und aus den Relativwerten eine zweidimensionale Lokalisierung des Wechselwirkungsortes.

Jede Detektorebene ist ferner von einem Antikoinzidenzschild umgeben, welches aus jeweils zwei Hemisphären des Plastikszintillators NE110 bestehen und zur aktiven Abschirmung der beiden Detektorebenen gegen geladene Teilchen der auf das Teleskop einwirkenden kosmischen Strahlung dienen. Diese Schilde werden durch 24 Photoelektronenvervielfacher überwacht, welche an den Schnittkanten eingekoppelt sind. Neben dem bereits erwähnten zeitlichen Koinzidenzfenster (*TOF: Time Of Flight*) erlauben diese Veto-Dome eine effektive Unterdrückung des sehr hohen Teilchenhintergrundes.

Eine weitere Reduktion der Hintergrundrate wird durch eine Pulsformanalyse der Detektorsignale erzielt. Diese sogenannte *Pulse Shape Discrimination (PSD)* macht sich die Eigenschaft zu Nutze, daß das Ansprechverhalten der Szintillatoren auf Photonen- bzw. Neutronen-Ereignisse unterschiedlich ist; es ergeben sich verschiedene Pulsformen der PMT-Signale. Diese Unterschiede können einerseits zur Unterdrückung des Neutronenhintergrundes herangezogen werden, andererseits kann durch Selektion der Neutronen-Ereignisse COMPTEL als Neutronen-Teleskop verwendet werden (*Ryan et al.* 1992).

2.1.3 Die Leistungsfähigkeit der Einzelkomponenten

Während sowohl die D2-Detektoren als auch das Gesamtinstrument mit Hilfe von radioaktiven Präparaten und Beschleunigermessungen im Energiebereich zwischen 0.66 und 20.5 MeV geeicht wurde, war aus technischen Gründen die Eichung der D1-Module nur mit Hilfe von Radiopräparaten im Energiebereich zwischen 339 und 2517 keV möglich. Auf Grund seiner Auslegung als Compton-Konverter werden Photonen im D1-Detektor in der Regel nicht absorbiert, sondern in etwa 97% der Wechselwirkungen einfach Compton-gestreut. Es bildet sich daher kein *Photoppeak* in D1-Spektren aus, die D1-Detektoren wurden daher mit einer Compton-Rückstreutechnik geeicht (*Diehl und Graser* 1981). Die mittlere Energieauflösung aller D1-Module läßt sich mittels eines Potenzgesetzes:

$$\sigma_1 = 1.10 \cdot E_1^{0.57} \quad (2.6)$$

beschreiben, wobei sowohl σ_1 als auch E_1 in keV gegeben sind. Die Energieauflösung der D2-Detektoren läßt sich hingegen mit einer analytischen Funktion beschreiben, welche die wichtig-

sten physikalischen Prozesse modelliert (*van Dijk* 1996). Als mittlere Auflösung der D2-Module findet man so:

$$\sigma_2 = 0.01 \cdot \sqrt{9.86 \cdot 10^3 E_2 + 4.14 E_2^2} \quad (2.7)$$

Auch hier sind alle Größen in keV angegeben.

Neben der Energieauflösung spielt die Präzision der Positionsbestimmungen der Wechselwirkungsorte in den Detektormodulen eine entscheidende Rolle. Wie bereits erwähnt, basiert die Ortsbestimmung in den D1- und D2-Modulen auf den relativen Pulshöhen der Photoelektronenvervielfacher. Die Positionsalgorithmen wurden mit Hilfe kollimierter Gammastrahlen an 900 (D1) bzw. 686 (D2) Positionen geeicht. Diese Stützstellen werden im Zuge der Ereignisprozessierung der Satellitendaten mit Hilfe eines *neuronalen Netzes* interpoliert, welches mit den Eichdaten trainiert wurde (*Connors et al.* 1992). Auf Grund der unterschiedlichen Geometrien der PMT-Montage haben D1- und D2-Module unterschiedliche Charakteristiken der Ortsauflösung. Durch die seitliche Montage in den D1-Modulen schwankt die 1σ -Auflösung hier zwischen 0.6 und 6.1 cm, wobei sich ein Mittelwert von 2.3 cm ergibt. Die unterseitige Montage der PMT im Falle der D2-Module erlaubt einen besseren Mittelwert von 1.5 cm bei gleichzeitig niedrigerer Streuung zwischen 0.5 und 2.5 cm.

Untersuchungen von *Weidenspointner* (1999) haben gezeigt, daß die Rekonstruktion der Wechselwirkungsorte systematische Fehler aufweist, welche die Abbildungseigenschaften beeinflussen. Wechselwirkungen nahe dem Rand eines Moduls werden weiter innen rekonstruiert, während Ereignisse zwischen benachbarten PMTs als Wechselwirkungen vor den PMTs interpretiert werden. Ferner ergibt sich eine Energieabhängigkeit der systematischen Effekte, wonach die Fehler zu höheren Energien hin stärker werden. Für den Bereich der 1.809 MeV Linie erscheinen sie aber vernachlässigbar.

Außer den Eigenschaften der primären Detektorkomponenten spielen die Leistungsfähigkeiten der Komponenten zur Hintergrundunterdrückung eine große Rolle. Neben den Veto-Domen aus 1.5 cm dickem Plastikszintillator kommt eine Time-of-Flight Selektion mit Hilfe eines *Amplitude and Rise time Compensated timing (ARC)* (*Knoll* 1989) zum Einsatz, welche eine Zeitauflösung von 1.5 ns zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen ermöglicht.

Die Effizienz der Neutronenunterdrückung durch Pulsformanalyse der D1-Signale liegt bei ca. 90%. Die Veto-Dome erzielen eine Effizienz von ca. 99%, während die Effizienz der TOF-Unterdrückung im Bereich zwischen 90% und 95% liegt (*van Dijk* 1996). Im Falle meiner Analyse der COMPTEL 1.809 MeV Daten kommt die aus der Arbeit von *de Boer* (1993) hervorgehende TOF-Korrektur II zur Anwendung. Für sogenannte TOFII-Daten müssen Flußwerte bei den oben angeführten Selektionen des TOF-Fensters mit einem Korrekturfaktor von 1.26 multipliziert werden.

1.	Energieauswahl der ersten Detektorebene	:	$E_1 \in [70; 20000]$	[keV]
2.	Energieauswahl der zweiten Detektorebene	:	$E_2 \in [650; 30000]$	[keV]
3.	Streuwinkelauswahl	:	$\bar{\varphi} \in [0^\circ; 50^\circ]$	
4.	Flugzeitfenster für gültige Ereignisse	:	$\text{TOF} \in [115; 130]$	
5.	Pulsformdiskrimination	:	$\text{PSD} \in [0; 110]$	
6.	Erdhorizontauswahl	:	$\zeta > 5^\circ$	

Tabelle 2.1: Datenselektionen der abbildenden 1.809 MeV Analyse der COMPTEL Daten

Um das Signal-zu-Hintergrund Verhältnis weiter zu optimieren, werden im Zuge der Datenanalyse weitere Selektionskriterien auf die Daten angewandt werden. Tabelle 2.1 faßt die in dieser Arbeit verwendeten Datenselektionen zusammen. Von sehr großer Bedeutung ist dabei die Einführung der sogenannten Erdhorizontauswahl ζ , die einen Mindestabstand zwischen dem

COMPTEL-Gesichtsfeld und dem Erdhorizont definiert. Dieses Kriterium erlaubt die effiziente Unterdrückung des Hintergrundes aus der Erdatmosphäre stammender γ -Photonen. Eine Untersuchung der Selektionskriterien im Falle der 1.8 MeV Analyse ist bei *Oberlack (1997)* zu finden.

2.1.4 Die instrumentelle Antwortfunktion

Meßungenauigkeiten bestimmen die Abbildungseigenschaften des Gesamtsystems. Die Eichung der Einzeldetektoren ergibt den Zusammenhang zwischen den wahren und gemessenen Wechselwirkungspositionen und Energieverlusten eines Photons in den Einzelkomponenten. Von wissenschaftlicher Bedeutung sind jedoch die Energie des einfallende Photons E_γ und seine Herkunftsrichtung (χ_0, ψ_0) . Die instrumentelle Antwortfunktion R verknüpft die physikalischen Charakteristiken der einfallenden Strahlung mit den gemessenen Größen.

Die Antwortfunktion R ist definiert als die Verteilung aller gemessenen Parameter für Photonen **einer** Energie und Einfallsrichtung. Im Falle von COMPTEL sind das 21 Parameter, welche sowohl zur direkten Bestimmung der abgeleiteten Größen (z.B. E_1 oder $(x, y)_1$) als auch zur Selektion der Ereignisse (z.B. TOF und PSD) verwendet werden. Die Antwortfunktion bildet die physikalischen Eigenschaften der einfallenden Photonen $[E_\gamma, (\chi_0, \psi_0)]$ auf die primären Meßgrößen ab, aus denen wieder die abgeleiteten Meßgrößen $(E_{\text{tot}}, \chi, \psi, \bar{\varphi})$ folgen. Der resultierende hoch-dimensionale Datenraum übersteigt allerdings auch heute noch die Leistungsfähigkeit der Datenverarbeitungssysteme, so daß die Auswertung in geeigneten Unterdatenräumen erfolgen muß, welche durch Selektion und Integration über einige Parameter gebildet werden. Für eine spektrale Auswertung ist die Richtungsinformation zweitrangig, und es wird daher über die drei Winkel integriert, so daß ein eindimensionaler Datenraum mit entsprechender spektraler Antwortfunktion R_E entsteht. Ortsaufgelöste Spektralanalyse ist nach diesem Verfahren nur durch entsprechend gewählte Selektion der Daten durch Beschränkung auf bestimmte ARM-Fenster um die gewünschte Quellregion möglich, wobei die erreichbare Ortsauflösung weit hinter den in einer abbildungsorientierten Analyse möglichen zurückbleibt. Ist andernfalls eine Abbildung des Himmels Ziel der Datenanalyse, so kann der Datenraum durch Integration über die Energieverteilung E_{tot} in einen winkelaufgelösten Unterraum mit entsprechender Antwortfunktion R_A überführt werden. Energieauflösung erhält man in diesem Fall ebenfalls nur durch vorherige Einschränkung des Datenraums. Im Falle der 1.809 MeV Auswertung wird üblicherweise ein 200 keV breites Energieband um 1.8 MeV aus der E_{tot} -Verteilung ausgeschnitten.

2.1.4.1 Spektrale Antwortfunktion

Die spektrale Antwortfunktion geht nach

$$R_E(E_{\text{tot}}|E_\gamma, \chi_0, \psi_0) = \int_\chi \int_\psi \int_{\bar{\varphi}} R(E_{\text{tot}}, \chi, \psi, \bar{\varphi}|E_\gamma, \chi_0, \psi_0) d\bar{\varphi} d\psi d\chi \quad (2.8)$$

aus der instrumentellen Antwortfunktion durch Integration über die drei Winkelverteilungen hervor und beschreibt die Verteilung von E_{tot} als Funktion der Photonenergie und Einfallswinkel. Durch Faltung der entsprechenden Ansprechverhalten (*energy responses*) der D1- und D2-Detektormodule erhält man die spektrale Antwortfunktion des Gesamtsystems (*Diehl et al. 1992*). Neben dieser numerischen Methode wurde eine direkte Eichung des Gesamtsystems und eine detaillierte GEANT-Simulation² des Teleskops zur Bestimmung der Antwortfunktion verwendet. Eine Diskussion der Verfahren findet man u.a. bei *Oberlack (1997)*.

²Monte Carlo Paket zur Simulation von physikalischen Prozessen in Detektorsystemen [CERN/ASD/GEANT] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/>

Im Falle der 1.809 MeV Linie ist die spektrale Antwortfunktion durch eine breite, leicht ansteigende Verteilung zwischen der unteren Schwellenenergie von ca. 720 keV bis zu 2 MeV mit überlagertem *Photopeak* sowie erstem und zweitem *Escape-Peak* charakterisiert. Etwa 50% aller Ereignisse sitzen dabei im sogenannten Photopeak, welche aus idealen Compton-Ereignissen mit total absorbiertem Photon hervorgehen. Der Photopeak läßt sich durch eine Gaußkurve mit Zentrum bei 1.8 MeV und einer 1σ -Breite von 58.9 keV beschreiben. Die Escape-Peaks ergeben sich aus der Möglichkeit der Paarbildung für Photonen mit Energien über 1.022 MeV. Geht eines der Leptonen bzw. beide Leptonen durch Verlassen des Detektormoduls verloren, kommt es zur Ausbildung von Sekundärmaxima bei $E_\gamma - 511$ keV bzw. $E_\gamma - 1022$ keV. Für die Breite des Photopeaks gilt bei COMPTEL übrigens allgemein:

$$\sigma_{E_{\text{tot}}} = 0.01 \cdot \sqrt{14.61 \cdot 10^3 E_{\text{tot}} + 2.53 E_{\text{tot}}} \quad (2.9)$$

2.1.4.2 Ortsaufgelöste Instrumentantwort

Analog zur spektralen Antwortfunktion erhält man nach

$$R_A(\chi, \psi, \bar{\varphi} | E_\gamma, \chi_0, \psi_0) = \int_{E_{\text{tot}}} R(E_{\text{tot}}, \chi, \psi, \bar{\varphi} | E_\gamma, \chi_0, \psi_0) dE_{\text{tot}} \quad (2.10)$$

die ortsaufgelöste Antwortfunktion, welche die Verteilung der gemessenen Streurichtungen (χ, ψ) und Streuwinkel $\bar{\varphi}$ in Abhängigkeit der Photonenparameter beschreibt. Bei einem idealen Compton-Teleskop ist diese Antwortfunktion durch einen Kegel mit Öffnungswinkel 90° und Aufpunkt bei (χ_0, ψ_0) gegeben (siehe rechte Abbildung in Abb. 2.1).

Neben den Energieauflösungen, welche über die Compton-Streuformel die Abbildungseigenschaften beeinflussen, bedingen die Ungenauigkeiten der Ortsmessungen eine Einschränkung der Winkelauflösung und damit der Abbildungsqualität. *Oberlack* (1997) hat diese Zusammenhänge diskutiert, so daß an dieser Stelle auf eine weitere Diskussion verzichtet werden kann.

Selbst für ideale Compton-Ereignisse ergibt die beschränkte Winkelauflösung eine Verbreiterung der ortsaufgelösten Antwortfunktion, welche sich energieabhängig wie folgt beschreiben läßt:

$$\sigma_{\text{ARM}}(E_\gamma) = \frac{1.247}{1 - e^{-0.854 E_\gamma^{0.9396}}} \quad (2.11)$$

Dabei ist die Photonenenergie in MeV einzusetzen. σ_{ARM} wird in Grad gemessen. Im Falle der 1.809 MeV Linie ergibt sich $\sigma_{\text{ARM}} = 1.61^\circ$, was einer Ortsauflösung von ca. 3.8° FWHM entspricht (*Schönfelder et al.* 1993).

Für unpolarisierte Photonen ist die ortsaufgelöste Antwortfunktion symmetrisch zum Azimuth, so daß die Antwortfunktion zusätzlich über die Azimutalrichtung integriert werden kann. So gelangt man zu einer zweidimensionalen Repräsentation in der $\varphi_{\text{geo}} - \bar{\varphi}$ - Ebene.

Für die praktische Anwendung läßt sich die Antwortfunktion in drei Komponenten separieren, wobei gilt:

$$R_A(\chi, \psi, \bar{\varphi} | E_\gamma, \chi_0, \psi_0) = g(\chi, \psi, \bar{\varphi}) \cdot A(\chi_0, \psi_0) \cdot \mathcal{P}(\chi, \psi, \bar{\varphi} | E_\gamma, \chi_0, \psi_0) \quad (2.12)$$

In dieser Darstellung ist $g(\chi, \psi, \bar{\varphi})$ die Wahrscheinlichkeit für die Streuung eines Photons in einem D1-Modul mit anschließender Wechselwirkung in einem D2-Modul. Diese Funktion beschreibt also die tatsächliche geometrische Beschaffenheit des Teleskops und kann daher auch als Geometriefunktion bezeichnet werden. $A(\chi_0, \psi_0)$ beschreibt die effektive Belichtung des D1-Detektors, während $\mathcal{P}(\chi, \psi, \bar{\varphi} | E_\gamma, \chi_0, \psi_0)$ die sogenannte Punktbildfunktion (*point spread function (PSF)*), also die Antwortfunktion eines unendlich großen Detektors ist. Für eine feste

Pointierung des Teleskops erhält man so die Anzahl von Photonen in der Datenraumzelle $n(\chi, \psi, \bar{\varphi})$ in guter Näherung aus der realen Strahlungsintensitätsverteilung $f(\chi_0, \psi_0)$ zu:

$$n(\chi, \psi, \bar{\varphi}) = b(\chi, \psi, \bar{\varphi}) + g(\chi, \psi, \bar{\varphi}) \int \int_{\chi_0 \psi_0} f(\chi_0, \psi_0) \cdot A(\chi_0, \psi_0) \cdot \mathcal{P}(\chi, \psi, \bar{\varphi} | E_\gamma, \chi_0, \psi_0) d\psi_0 d\chi_0 \quad (2.13)$$

In dieser Darstellung meint $b(\chi, \psi, \bar{\varphi})$ die Hintergrundereignisse in der betrachteten Datenraumzelle.

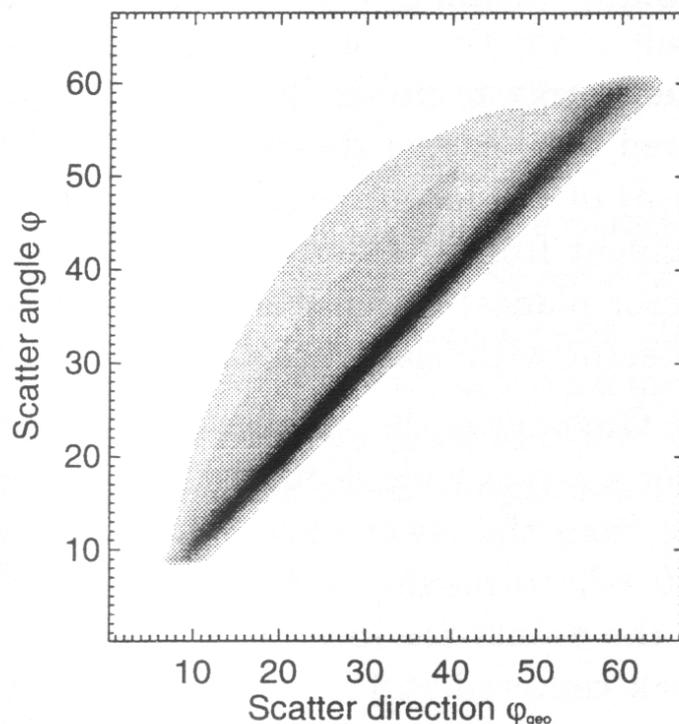


Abbildung 2.2: COMPTEL 1.809 MeV Punktbildfunktion wie sie in der Standardanalyse Verwendung findet

Abbildung 2.2 zeigt eine zweidimensionale Darstellung der in der 1.809 MeV Standardanalyse verwendeten PSF. Die Punktbildfunktion ist im wesentlichen durch die Energieschwellen bzw. Energieselektionen der D1- und D2-Module begrenzt. Neben dem Bereich der Photopeak-Ereignisse sind die Effekte unvollständig absorbiertener Photonen in Form der Verbreiterung der Response-Matrix deutlich zu erkennen.

Die bisherige Diskussion folgte implizit der Annahme einer festen Pointierung des Teleskops. Um Gleichung 2.10 auch auf Beobachtungen mit verschiedenen Pointierungen anwenden zu können, müssen die Daten der jeweiligen Beobachtungen entsprechend aufbereitet werden. Dies ist vor allem auch für die Erstellung einer Himmelskarte der 1.809 MeV Emission basierend auf allen von COMPTEL gemachten Beobachtungen von großer Bedeutung. Es zeigt sich (siehe z.B. Knödlseher (1994)), daß die Daten verschiedener Beobachtungsperioden in guter Näherung mit den folgenden Formeln addiert werden können:

$$n(\chi, \psi, \bar{\varphi}) = \sum_{p=1}^{N_{VP}} n_p(\chi, \psi, \bar{\varphi}) \quad (2.14)$$

$$b(\chi, \psi, \bar{\varphi}) = \sum_{p=1}^{N_{VP}} \beta_p \cdot b_p(\chi, \psi, \bar{\varphi}) \quad (2.15)$$

$$g(\chi, \psi, \bar{\varphi}) = \sum_{p=1}^{N_{VP}} g_p(\chi, \psi, \bar{\varphi}) \cdot \frac{\hat{A}_p \tau_p}{\hat{A} \tau} \quad (2.16)$$

$$\hat{A} = \sum_{p=1}^{N_{VP}} \hat{A}_p \cdot \frac{\tau_p}{\tau} \quad (2.17)$$

Dabei ist N_{VP} die Anzahl der Observationsperioden, $n(\chi, \psi, \bar{\varphi})$ die Anzahl der Ereignis in der Datenraumzelle $(\chi, \psi, \bar{\varphi})$, $b(\chi, \psi, \bar{\varphi})$ die entsprechende Anzahl im Hintergrundmodell, β_p der Hintergrundfaktor für die Observationsperiode p , $g(\chi, \psi, \bar{\varphi})$ der Wert der Geometriefunktion der Datenraumzelle, \hat{A}_p ist das Maximum der effektiven D1-Belichtung und τ_p die effektive Belichtungsdauer. Diese Näherung nennt man im Zusammenhang der COMPTEL Datenanalyse nach dem gleichnamigen COMPASS-Programm³ *SKYADR*-Näherung. Oberlack (1997) hat gezeigt, daß diese Näherung im Schnitt einen Fehler von unter 5% in der Belichtungsfunktion nach sich zieht. Dieser Fehler ist allerdings nicht gleichförmig im Datenraum verteilt, sondern tritt verstärkt zu hohen $\bar{\varphi}$ -Werten auf. Besonders bei großen Zenithwinkeln treten Fehler bis über 50% auf, was aber nur auf Quellen am äußersten Gesichtsfeldrand zutrifft. Da bei der Kombination vieler Beobachtungsperioden die Signale dieser Quellen von Beobachtungsperioden mit günstigeren Beobachtungswinkeln dominiert werden, sinkt der Fehler auf ca. 20% in den höchsten $\bar{\varphi}$ -Regionen.

2.2 Die Mission und die COMPTEL Daten

2.2.1 Der Missionsverlauf

Das Compton-Teleskop COMPTEL wurde als eines der vier Hauptinstrumente des NASA Satelliten *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO) am 5. April 1991 durch die Raumfähre Atlantis in eine 450 km hohe, kreisförmige Erdumlaufbahn gebracht. Neben COMPTEL war CGRO mit den Instrumenten *Burst And Transient Source Experiment* (BATSE), *Oriented Scintillation Spectrometer Experiment* (OSSE) und *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope* (EGRET) ausgerüstet. CGRO deckte mit diesen Instrumenten den Energiebereich zwischen 20 keV und 30 GeV ab, wobei nur COMPTEL und EGRET über Abbildungseigenschaften für Einzelereignisse verfügten.

Das BATSE-System war auf die simulatene Beobachtung des gesamten Himmels im harten Röntgen- und weichen Gamma-Bereich optimiert. Ziel war die zeitaufgelöste Untersuchung von variablen Röntgenquellen und *Gamma-Ray Bursts* (GRBs). OSSE war ein Kollimator-Experiment, bei dem Richtungsinformation nur durch abwechselnde Beobachtung einer potentiellen Quellregion und einer Vergleichsregion erzielt werden konnte. EGRET schließlich war ein Funkenkammer-Experiment, das mittels ortsaufgelöstem Nachweis der Funken Spuren aus e^+e^- -Paarproduktionen Richtungsinformationen für die einfallenden Hochenergie- γ -Photonen sammelte.

Am 10. Mai (TJD⁴ 8386) begann für COMPTEL zunächst die sogenannte Commissioning Phase mit Beobachtung ausgewählter Regionen (z.B. Crab), bevor am 16. Mai der reguläre Beobachtungsbetrieb aufgenommen wurde. Im Zuge der sogenannten Phase 1, welche vom 10. Mai 1991

³COMPASS ist die für die Auswertung der COMPTEL Daten entwickelte Analyse-Umgebung.

⁴TJD 0 = 24.05.1968

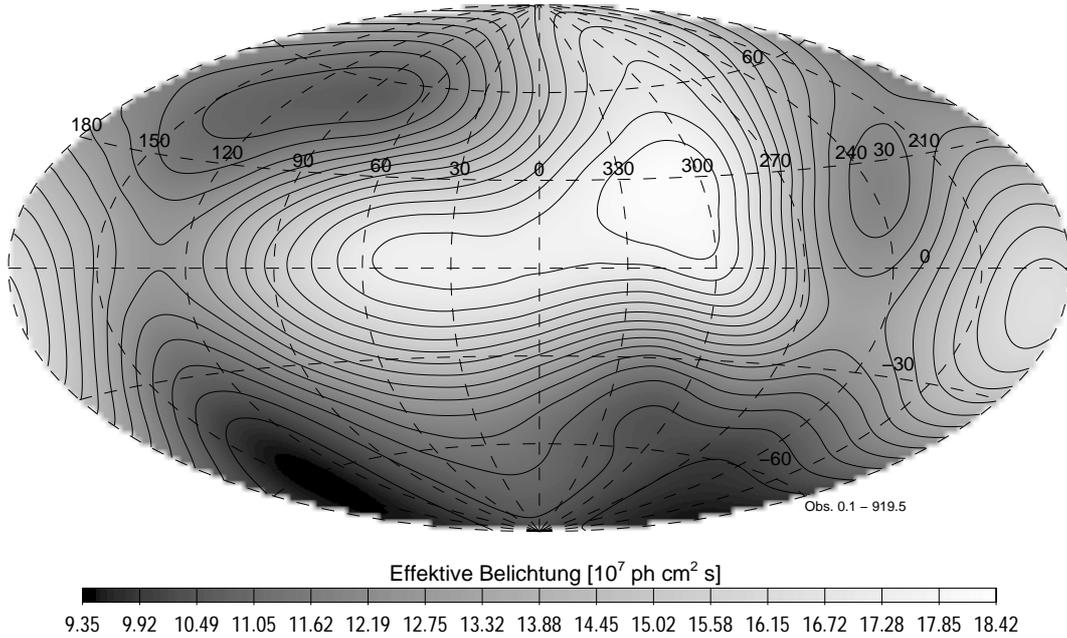


Abbildung 2.3: Belichtung der COMPTEL Beobachtungen im Bereich der 1.809 MeV Linie für die Summe aus allen durchgeführten Beobachtungen. Die Belichtung variiert dabei um einen Faktor ~ 2.0 .

bis zum 17. November 1992 andauerte, wurde zunächst eine komplette Himmeldurchmusterung durchgeführt. Während der anschließenden Phase 2 (17.11.1992 - 7.9.1993) wurden speziell das galaktische Zentrum, das „Antizentrum“ und die Virgo-Region beobachtet. Nach Abschluß von Phase 2 trat COMPTEL in die Phase 3 ein, welche in einjährigen Beobachtungszyklen organisiert wurde und durch pointierte Beobachtungen gekennzeichnet war. Auf Grund des großen Gesichtsfeldes von annähernd 1 sr sammelte COMPTEL auch während dieser späteren Beobachtungen Daten, welche sich zu einer erweiterten Himmeldurchmusterung zusammenfügen lassen. Abbildung 2.3 zeigt die effektive Belichtung für den Fall der 1.8 MeV Emission unter Berücksichtigung von Streuwinkeln $\bar{\varphi} \leq 50^\circ$. Die effektive Belichtung \mathcal{B} ergibt sich dabei aus folgender Beziehung:

$$\mathcal{B}(E_\gamma, \chi_0, \psi_0) = A(\chi_0, \psi_0) \int_{\chi_0} \int_{\psi_0} g(\chi, \psi, \bar{\varphi}) \mathcal{P}(\chi, \psi, \bar{\varphi} | E_\gamma, \chi_0, \psi_0) d\psi_0 d\chi_0 \quad (2.18)$$

Die insgesamt erzielte Belichtung zeigt eine Variation über den gesamten Himmel von weniger als einem Faktor 2. In der galaktischen Ebene variiert die Belichtung nur um etwa einen Faktor 1.4 mit zwei Minima bei galaktischen Längen χ von 135° und 250° .

Auf Grund der sich ausdehnenden Erdatmosphäre während des solaren Minimums wurde die CGRO Plattform stark abgebremst und verlor binnen zweier Jahre etwa 100 km an Höhe. Dadurch wurde ein Wiederanheben (*Reboost*) notwendig. Zunächst (\sim TJD 9280) wurde CGRO wieder in seinen ursprünglichen Orbit zurückgebracht, bevor man sich nach weiteren drei Jahren (\sim TJD 10560) zu einer Erhöhung der Umlaufbahn auf ca. 520 km entschloß, um die Orbitaldauer des Satelliten möglichst über den kommenden Sonnenzyklus hinaus zu verlängern.

Am 6. Dezember 1999 (TJD 11518) begann mit dem Ausfall eines der drei Gyroskope, welche zur Lageregelung der Plattform dienten, das Ende der CGRO-Mission. In vielen Einzelstudien wurden durch die NASA die sich aus diesem Ausfall ergebenden Sicherheitsrisiken für einen koordinierten Wiedereintritt des Satelliten in die Erdatmosphäre untersucht. Auf Grund seiner Größe war zu erwarten, daß ein erheblicher Teil der Satellitenkonstruktion den Weg durch

die Atmosphäre unbeschadet bis zum Aufschlag überleben würde. Am 27. Mai 2000 (TJD 11690) wurden schließlich auf Weisung der NASA die wissenschaftlichen Experimente an Bord von CGRO eingestellt, und der Satellit auf den Wiedereintritt vorbereitet. Am 4. Juni 2000 erfolgte der Wiedereintritt, wobei die Überreste etwa 2500 km von Hawaii entfernt in den Pazifik stürzten. Damit endete eine neunjährige Ära, die vor allem mit dem COMPTEL-Instrument ein neues Fenster zur Himmelsbeobachtung öffnete.

2.2.2 Hintergrund in den COMPTEL Daten

Auf Grund der Extinktionseigenschaften der Erdatmosphäre müssen astronomische Gamma-Experimente im MeV-Bereich auf Höhen von mindestens 40 km (Flughöhe typischer Ballonexperimente) gebracht werden. In diesen Höhen nimmt aber auch die schützende Wirkung der Atmosphäre vor der hochenergetischen kosmischen Teilchenstrahlung stark ab, so daß die Instrumente einer starken Strahlenbelastung ausgesetzt sind. Alle Materialien sowohl der Struktur als auch des aktiven Volumens treten in Wechselwirkung mit den Teilchen der kosmischen Strahlung und werden dabei aktiviert. Es kommt zu Neutronen- und Protonen-Einfangreaktionen, Spaltungsreaktionen und Kernanregungen, die alle möglicherweise ein oder mehrere γ -Photonen freisetzen. Aus diesem Grund sind alle im MeV Bereich arbeitenden Instrumente durch den instrumentellen Hintergrund dominiert, und es resultieren Signal zu Hintergrund Verhältnisse von wenigen Prozent. Im Falle von CGRO/COMPTEL wurden im wesentlichen vier Prozesse als dominant identifiziert (*van Dijk* 1996, *Weidenspointner* 1999, *Weidenspointner et al.* 2001):

1. Direkte Wechselwirkung der Satellitenmaterie mit Teilchen der kosmischen Strahlung, welche hauptsächlich aus ~ 1 GeV Protonen besteht.
2. Wechselwirkung mit Neutronen und γ -Quanten, welche durch Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre lokal entstehen.
3. Die in den Strahlungsgürteln der Erde gefangenen niederenergetischen Protonen führen zu weiteren Wechselwirkungen. Besonders der regelmäßige Durchgang des Satellitenorbits durch die SAA (*South Atlantic Anomaly*) trägt zu diesen Wechselwirkungen bei.
4. Schließlich führt Bremsstrahlung von freien Elektronen zu einer zusätzlichen Hintergrundkomponente.

Eine Diskussion dieser Hintergrundquellen ist in den Arbeiten von *Oberlack* (1997) und *Weidenspointner* (1999) zu finden. Neben diesen lokalen Hintergrundquellen trägt auch kontinuierliche γ -Emission galaktischer und kosmischer Quellen zum COMPTEL Hintergrund bei.

Hintergrundphotonen, welche außerhalb von COMPTEL in CGRO oder der Erdatmosphäre ihren Ursprung nehmen oder eine astrophysikalische Quelle haben, folgen der in Abschnitt 2.1.4 beschriebenen Antwortfunktionen und lassen sich mit entsprechenden Selektionen weitgehend unterdrücken. Photonen, die ungefähr in der Höhe des D1-Detektors entstehen, können allerdings ein *gültiges* Signal erzeugen und sind für den Hintergrund von großer Bedeutung. Neben diesen Ein-Photon-Ereignissen können Mehr-Photon-Ereignisse (sog. Kaskadenergebnisse) z.B. von Zerfällen mit Aussendung zweier Photonen eine gültige Signatur in D1- und D2-Detektormodulen hervorrufen. Daher ist für die hier vorgelegte 1.809 MeV Linien-Untersuchung die Bildung radioaktiver Isotope durch Kernreaktionen innerhalb des aktiven Detektorvolumens von besonderer Bedeutung, da bei den radioaktiven Zerfällen häufig γ -Quanten mit Energien bis zu wenigen MeV emittiert werden. Im Rahmen einer detaillierten Untersuchung des instrumentellen Hintergrundes konnten 8 Radioisotope identifiziert werden (*Weidenspointner* 1999,

Weidenspointner et al. 2001), welche zum instrumentellen Hintergrund in den COMPTEL Daten beitragen. Neben den zwei Isotopen ^{40}K und ^{208}Tl , welche sich im Glas der Photoelektronenvervielfacher finden lassen und damit als *primordial* betrachtet werden können, konnten die Isotope ^2H , ^{22}Na , ^{24}Na , ^{28}Al , ^{52}Mn und ^{57}Ni anhand ihrer Linienemissionen und Zerfallsdauern bestimmt werden. Tabelle 2.2 faßt die wesentlichen Eigenschaften der identifizierten Hintergrundisotope zusammen.

Isotop	Halbwertszeit	Zerfallsmode & Photonenergie [MeV]	Produktionskanal
^2H	prompter Zerfall	2.224	$^1\text{H}(n_{\text{therm}}, \gamma)$
^{22}Na	2.6 yr	β^+ (91%) : 0.511, 1.275 EC (9%) : 1.275	$^{27}\text{Al}(p, 3p3n)$, $\text{Si}(p, 4pxn)$
^{24}Na	14.96 h	β^- : 1.37, 2.75	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{27}\text{Al}(p, 3pn)$
^{28}Al	2.2 min	β^- : 1.779	$^{27}\text{Al}(n_{\text{therm}}, \gamma)$
^{40}K	1.28 Gyr	EC (10.7%) : 1.461	natürlich
^{52}Mn	5.6 d	EC (64%) : 0.744, 0.935, 1.434 β^+ (27%) : 0.511, 0.744, 0.935, 1.434	$\text{Fe}(p,x)$, $\text{Cr}(p,x)$, $\text{Ni}(p,x)$
^{57}Ni	35.6 h	β^+ (35%) : 0.511, 1.377 EC (30%) : 1.377	$\text{Ni}(p,x)$, $\text{Cu}(p,x)$
^{208}Tl	14 Gyr (^{232}Th)	β^- (50%) : 0.583, 2.614 β^- (25%) : 0.511, 0.583, 2.614	natürlich

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der wesentlichen Charakteristika der Radioisotope des COMPTEL Hintergrunds (nach Weidenspointner (1999); zur Vereinfachung sind nur die wichtigsten Zerfallskanäle gelistet).

Auf Grund des mit einer Inklination von 28.5° und einer Umlaufperiode von 90 Minuten versehenen Orbits führte die Umlaufbahn von CGRO etwa 5- bis 6-mal am Tag durch die *Südatlantische Anomalie* (SAA) der irdischen Strahlungsgürtel. Betrachtet man diesbezüglich die Halbwertszeiten der verschiedenen Isotope, so erweist sich der zu erwartende Hintergrund aus den radioaktiven Zerfällen als stark zeitabhängig. Die kurzlebigsten Isotope wie ^2H , ^{24}Na , ^{28}Al und ^{57}Ni führen dabei zu starken Zeitvariationen abhängig von der Aktivierungsrate während des Orbits. Das langlebigere Isotop ^{22}Na wird hingegen akkumuliert und ergibt so eine stetig wachsende Hintergrundkomponente, bis schließlich ein Gleichgewicht aus Bildungs- und Zerfallsrate erreicht ist.

Im Rahmen einer Untersuchung der Hintergrundsignaturen im Bereich der ^{26}Al -Linie konnte Oberlack (1997) zeigen, daß insbesondere die Isotope ^{22}Na und ^{24}Na zu zeitlichen Veränderungen im Hintergrund führen (siehe dazu auch die Abschnitte 2.2.3 und 2.3.2).

2.2.3 Instrumentelle Hintergrundlinien im Verlauf der Mission

2.2.3.1 Bestimmung der Raten der Hintergrundlinien

Nach der Identifikation der für den COMPTEL Hintergrund maßgeblichen radioaktiven Isotope durch Weidenspointner (1999), gelang es mit Hilfe des CERN Simulationspaketes GEANT unter Verwendung eines detaillierten Massenmodells von COMPTEL die Datenraumverteilung für Ereignisse aus den jeweiligen Zerfällen zu bestimmen. Diese Simulationen liefern für jedes Isotop die Verteilungen in E_1 , E_2 und $\bar{\varphi}$, sowie deren Abhängigkeit von TOF- und PSD-Selektionen. Diese Verteilungen lassen sich nun zur Bestimmung der Anzahl von Ereignissen eines bestimmten Typs in realen Beobachtungsdaten heranziehen. Mit der effektiven Beobachtungszeit erhält

man schließlich die Zerfallsraten der in Betracht gezogenen Isotope. Dazu müssen lediglich die selektierten Beobachtungsdaten einer Anpassungsroutine unter Verwendung der simulierten Verteilungen als Schablonen unterzogen werden.

Soll dieses einfache Rezept in die Wirklichkeit umgesetzt werden, so stößt man auf verschiedene Schwierigkeiten. Den simulierten Verteilungen liegt die Annahme idealer Beobachtungsbedingungen zu Grunde. Während die Beobachtungsdaten einer Erdhorizontauswahl ζ unterliegen, sind die simulierten Daten davon frei. Eine direkte Anpassung der Energieverteilungen der Radioisotope an das resultierende Energiespektrum der zu untersuchenden Beobachtungsperiode würde so verfälscht. Es ist daher notwendig jedes Energiespektrum der Radioisotope auf die $\bar{\varphi}$ -Verteilung der Geometriefunktion $g(\chi, \psi, \bar{\varphi})$ der Beobachtungsperiode zu normieren, um so die Schablonen den jeweiligen realen Beobachtungsbedingungen anzupassen. Ein weiteres Problem erwächst aus den sich teilweise überlagernden Energiespektren verschiedener Isotope. Es kommt so zu entarteten Zuständen, die unter Umständen zu Fehlinterpretationen und damit zu falschen Zerfallsraten führen. Diese Entartung läßt sich wenigstens teilweise durch entsprechende Wahl geeigneter Energiebereiche in den E_1 - und E_2 -Spektren aufheben. Dies bedingt aber zur vollständigen Auswertung ein iteratives Vorgehen im Anpassungsalgorithmus. Abbildung 2.4 zeigt die für die vier Iterationsschritte verwendeten Energieselektionen.

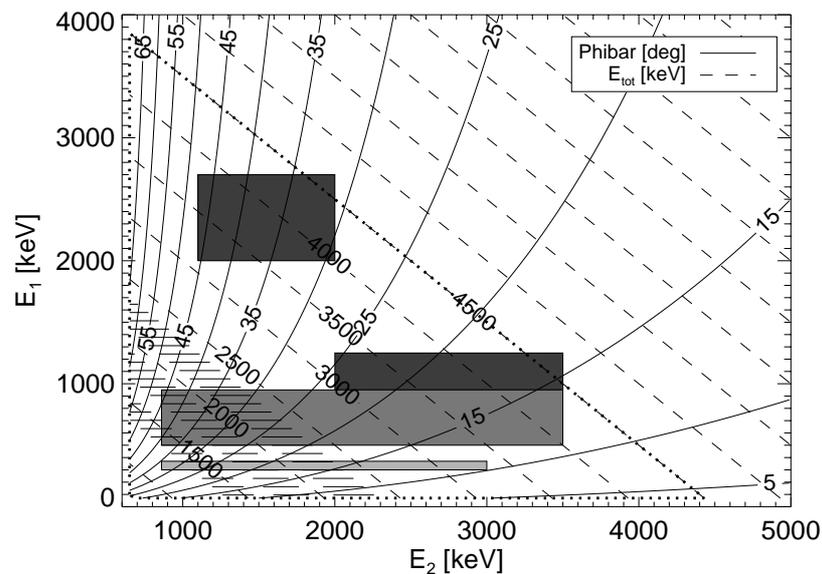


Abbildung 2.4: Der (E_1, E_2) -Datenraum mit Linien konstanter Streuwinkel (durchgezogene Linien) und konstanter Gesamtenergie (gestrichelte Linien). Die grauunterlegten Gebiete markieren die Datenbereiche, welche in den entsprechenden Anpassungsschritten verwendet werden (dunkel: Stufe 1; hell: Stufe 2; mittel: Stufe 3). Die schraffierten Bereiche markieren die Intervalle der 1.4 MeV, 1.809 MeV und 2.224 MeV Linien.

Die vierstufige Anpassungsprozedur läßt sich wie folgt zusammenfassen:

1. In den Energiefenstern $E_1 \in [950, 1250]$ und $E_1 \in [2000, 2700]$ (keV) läßt sich die ^{24}Na -Rate nahezu unabhängig von allen anderen diskutierten Isotopen bestimmen, während die ^{22}Na -Rate durch die ^{24}Na -Komponente stark beeinflusst werden kann. Es zeigt sich jedoch, daß für eine hinreichende Modellierung ein zusätzlicher Kontinuumshintergrund berücksichtigt werden muß. Dieser kontinuierliche Untergrund kann mit Hilfe eines Potenzgesetzes mit unterer Schwellwertfunktion behandelt werden. Dieses Kontinuummodell kommt auch in den folgenden Schritten zur Anwendung. Leichte Variationen, welche aus nicht vollständiger Auflösung der Entartung herrühren, werden in diesem ersten Anpassungsschritt durch Ergänzung des Kontinuummodells mit Gauß-Funktionen unterdrückt, wobei Position und Breite festgehalten werden.

2. Der nächste Anpassungsschritt im energiefenster $E_1 \in [500, 950]$ (keV) dient der Eingrenzung des möglichen Wertebereichs und der Bestimmung der Startwerte für die verbliebenen Isotope. Dies ist notwendig, um die Überlagerung verschiedener Komponenten im Energiebereich zwischen 1.3 und 1.5 MeV und daraus resultierende Entartungseffekte einigermaßen abfangen zu können. Dies ist insbesondere für späte Beobachtungsphasen wichtig.
3. Innerhalb der im vorigen Schritt bestimmten Anpassungsintervalle werden nun in einem schmalen E1-Fenster ($E_1 \in [300, 370]$ (keV)) die Raten der restlichen Isotope bestimmt. Von besonderer Bedeutung für die 1.809 MeV Auswertung ist hier die ^{22}Na -Rate.
4. Schließlich wird in einem letzten Schritt das E_{tot} -Spektrum der Observationsperiode mit Hilfe der festgehaltenen Raten und dem Kontinuumshintergrund sowie einer bei 1.809 MeV zentrierten und auf die instrumentelle Breite von 58.9 keV fixierten Gaußkurve gefittet. *Dieser Fit ist nur dahingehend für den Hintergrund von Bedeutung, als die Qualität der Ratenbestimmung überprüft und ferner eine absolute Bestimmung des ^{26}Al -Signals unabhängig von der räumlichen Intensitätsverteilung ermöglicht wird.*

Abbildung 2.5 zeigt exemplarisch ein typisches Anpassungsergebnis der ersten Anpassungsstufe. Da die Anpassung in zwei Energiefenstern simultan durchgeführt wird, um die Beiträge von ^{24}Na möglichst gut fixieren zu können, erscheint das abgebildete Spektrum zusammengesetzt.

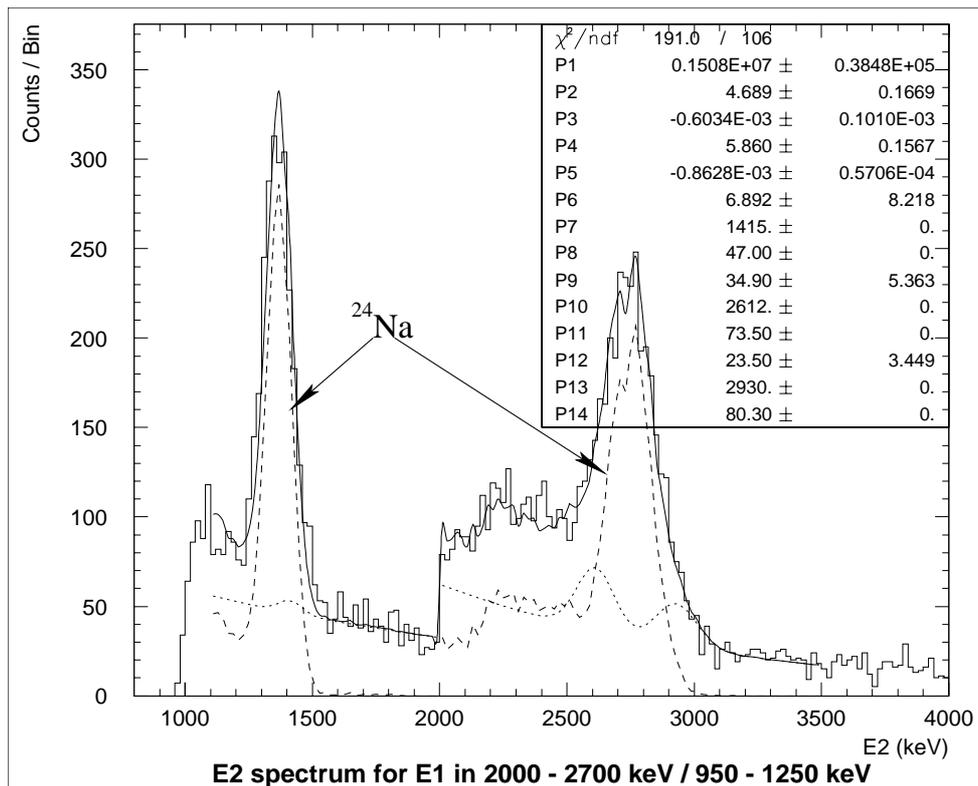


Abbildung 2.5: ^{24}Na -Fit: Typisches E_2 -Energiespektrum nach erfolgter Anpassung im ersten Schritt. In dieser Darstellung ist das angepaßte Modell durch die durchgezogene Linie repräsentiert. Darüber hinaus sind die Beiträge der ^{24}Na -Schablone und des erweiterten Kontinuumshintergrundes einzelnen als gestrichelte bzw. gepunktete Linien eingezeichnet. Das Spektrum ist durch das gewählte E_1 -Fenster durch die Struktur des ^{24}Na -Hintergrundes dominiert. Der Fehler in den bestimmten Ereigniszahlen dieser Hintergrundkomponente liegen selbst für späte Observationsperioden, welche auf Grund der höheren Umlaufbahn des Satelliten durch eine höhere Aktivierungsrate belastet sind, unter 3%.

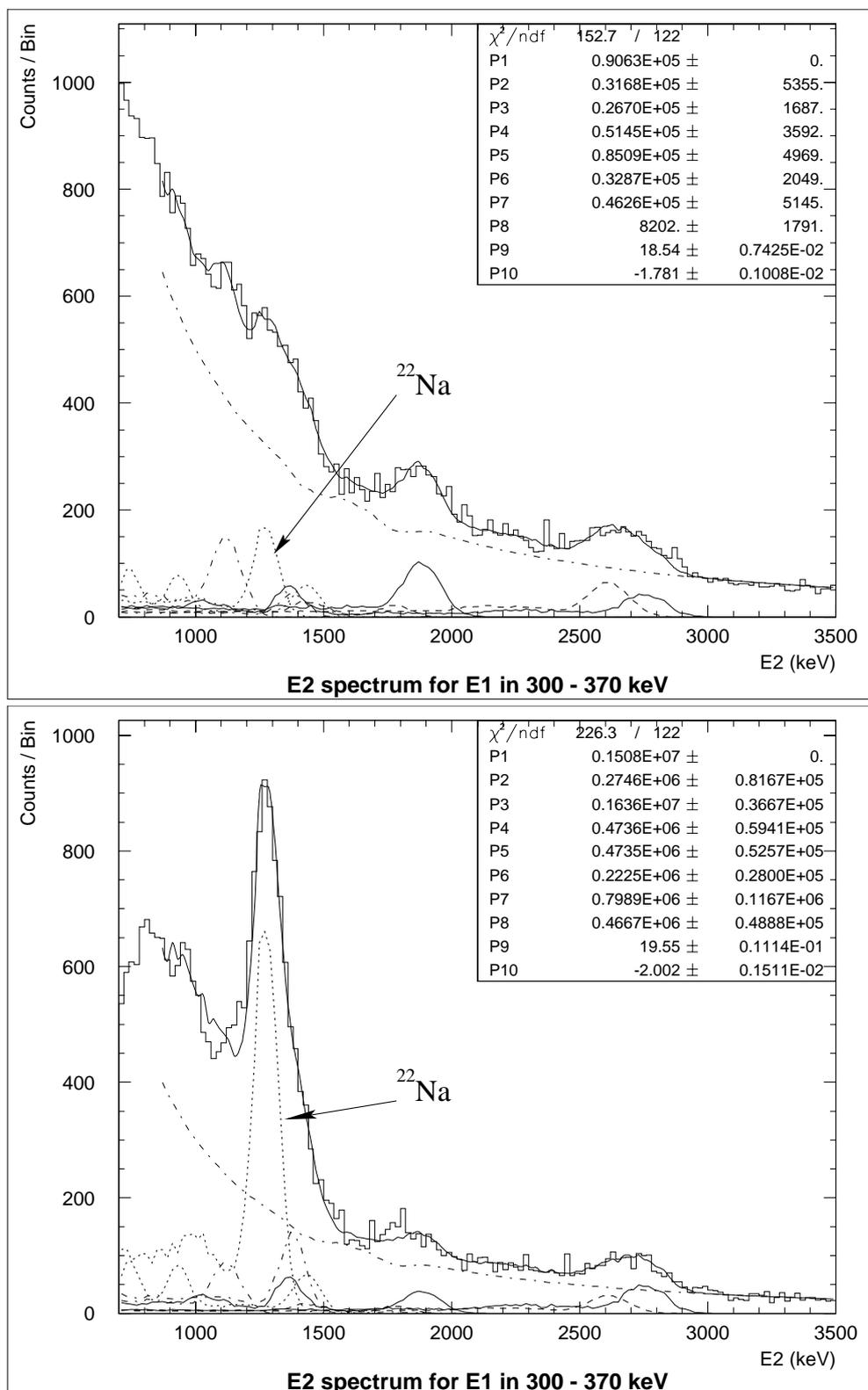


Abbildung 2.6: ^{22}Na -Fit: Anpassungsergebnisse für zwei Observationsperioden. Während in frühen Observationsperioden (oben) fast keine Hinweise auf ^{22}Na zu finden sind, sind Spektren mittlere und später Beobachtungen für die gewählten Selektionen durch ^{22}Na dominiert.

In Abbildung 2.6 sind zwei Anpassungsergebnisse für die Bestimmung des ^{22}Na -Beitrags dargestellt, wobei eine sehr frühe Observationsperiode (Obs. 11.0) einer sehr späten (Obs. 909.0) gegenübergestellt ist. Man erkennt deutlich die Akkumulation von ^{22}Na über die Missionsdauer hinweg. Im Gegensatz dazu ist die ^{24}Na -Komponente direkt proportional zur momentanen Aktivierungsrate während der Observationsperiode und zeigt keinen derartigen Anstieg. Dies wird im folgenden Abschnitt noch deutlicher. Neben der ^{22}Na -Komponente sind die Beiträge der anderen Isotope entsprechend ihrer Anpassungsergebnisse eingetragen. Der Vergleich der Ergebnisse für die frühe Beobachtungsperiode (oberes Diagramm) mit den Ergebnissen der späten Beobachtung (unteres Diagramm), zeigt neben dem Anstieg in der ^{22}Na -Komponente, daß die kurzlebigeren Isotope, wie erwartet, kein derartiges Anwachsen zeigen. Für sie gilt analog zu ^{24}Na , ihre Beiträge sind proportional zur Aktivierungsrate während der jeweiligen Beobachtungsperioden.

2.2.3.2 Entwicklung der instrumentellen Hintergrundlinien

Durch observationsweise Anwendung der oben beschriebenen Anpassungsroutine lassen sich die Zerfallsraten der einzelnen Hintergrundisotope im Verlauf der 9-jährigen Mission verfolgen. Abbildung 2.7 zeigt Histogramme der χ^2 -Verteilungen als Maß für die Qualität der Anpassungsschritte. Es zeigt sich, daß nur die Verteilungen der Modellanpassungen zur Bestimmung der

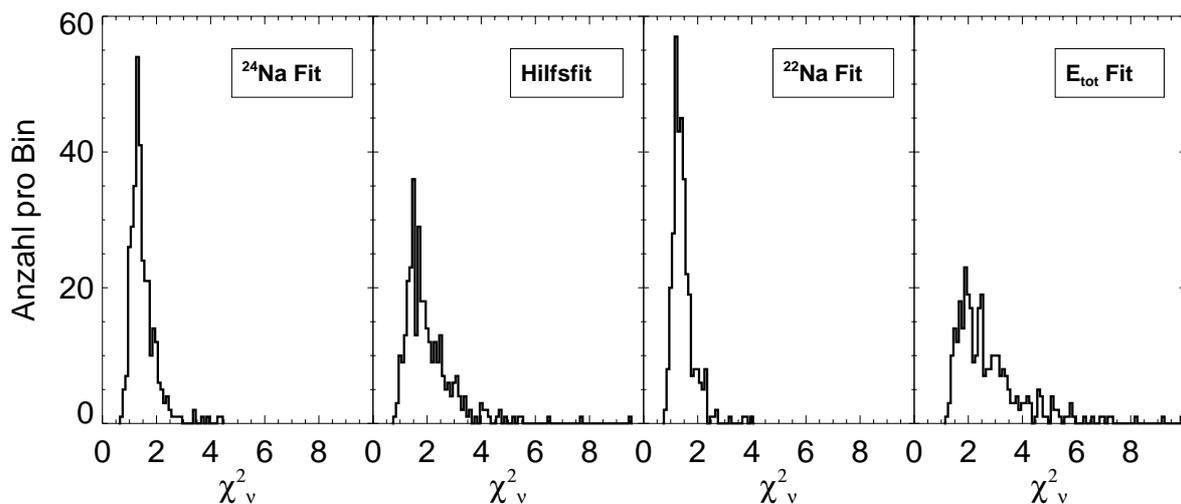


Abbildung 2.7: χ^2 -Verteilungen der vier Anpassungsschritte

^{24}Na - und ^{22}Na -Komponente der für reduzierte χ^2 -Werte erwarteten Verteilung folgen. Besonders die E_{tot} -Anpassung zeigt eine gegenüber einer statistischen χ^2 -Verteilung für die entsprechende Anzahl von Freiheitsgraden deutliche Verbreiterung.

Trägt man die χ^2 -Werte chronologisch auf (Abbildung 2.8), so zeigt sich ein stufenweises Anwachsen der Streuung der Anpassungsqualität. Die Zeitpunkte der Satellitenreboots sind durch vertikale, gestrichelte Linien markiert. Die Verschlechterung der Anpassungsqualität ist offensichtlich eindeutig mit der Änderung der CGRO-Umlaufbahn korreliert. Während die ersten Reboost-Perioden, in denen der Satellit wieder in seine ursprüngliche Umlaufbahn gebracht wurde, keine zu starke Veränderung der Modellqualität nach sich zieht, führt das spätere Anheben von CGRO auf eine deutlich höhere Umlaufbahn von ca. 520 km zu einer signifikanten Verschlechterung.

Durch die stärkeren Aktivierung bei höheren Umlaufbahnen steigt zum einen die Bedeutung der Entartungsproblematik an. Zum anderen führt die höhere Teilchenrate der kosmischen Strahlung auch zu stärkeren Variationen der Aktivierung in Abhängigkeit von der Orientierung des Satelliten relativ zum Teilchenfluß, was eine Verstärkung der Zeitvariabilität nach sich zieht. Zu sehr späten Beobachtungsperioden hin zeichnet sich eine leichte Beruhigung der Fluktuationen ab, was mit dem langsamen Absinken des Satelliten zu erklären ist.

In den Abbildungen 2.9 und 2.10 sind die Zeitentwicklungen der Zerfallsraten einzelner Isotope dargestellt. Dabei faßt die erste Abbildung die bereits aus der Arbeit von *Oberlack* (1997) (deckt den Zeitraum bis etwa TJD 10300 ab) bekannten Isotope zusammen, während in Abbildung 2.10 die entsprechenden Profile der vier zusätzlichen Isotope (*Weidenspointner* 1999) nach aufsteigende Massenzahl sortiert dargestellt sind. Auch in diesen Zeitprofilen markieren die vertikalen, gestrichelten Linien die Zeitpunkte der Wiederanhebung von CGRO.

Die Zerfallsraten von ^{40}K und ^{208}Tl sind, wie für natürliche Radioaktivität der Detektormaterialien erwartet, nahezu konstant. Die Anstiege, insbesondere nach der zweiten Reboostperiode, sind ein Artefakt der nicht vollständigen Auflösung der Entartung. Im Vergleich zu der von *Oberlack* (1997) berichteten Entwicklung der ^{40}K -Komponente zeigt mein Ergebnis eine intrinsisch größere Streuung der Werte auf. Dies ist ebenfalls auf Entartungseffekte zurückzuführen, da in meine Analyse vier zusätzliche Isotope einfließen, von denen drei Linienemission nahe der 1.461 MeV Linie von ^{40}K haben.

Die Erzeugungsrate von Deuterium ist, wie bereits *Oberlack* (1997) bemerkte, während der gesamten Mission erstaunlich konstant. Es sind keine Effekte veränderter Sonnenaktivität auf Grund des Sonnenzyklus festzustellen. Die Erzeugung der ursächlichen Neutronen durch solare Protonen im Instrument und der nahen Erdatmosphäre hätte solche Effekte erwarten lassen. Die signifikante Streuung der 2.2 MeV Rate auf kurzen Zeitskalen kann verschiedene Ursachen haben. Zum einen führt eine Veränderung des Orbits und der Ausrichtung des Satelliten zu unterschiedlichen zeitgemittelten magnetischen Steifigkeiten, denen der Satellit über die Zeitdauer einer Observationsperiode ausgesetzt ist. Zum anderen weisen auch die Zerfallsraten der bereits diskutierten natürlichen Radionuklide ähnliche Streuungen auf, welche auf eine unzureichende Trennung der Komponenten zurückzuführen ist.

Bis weit über die zweite Reboostperiode hinaus stellt ^{24}Na die stärkste Hintergrundkomponente dar. Wie bereits die Analyse von *Oberlack* (1997) gezeigt hat, läßt sich die anfänglich abfallende Rate auf die rasch sinkende Aktivierung durch die schnelle Abnahme der Umlaufbahnhöhe in der Zeit bis zum ersten Reboost zurückführen. Nach dem Zeitpunkt der minimalen Aktivierung (etwa TJD 9200) führt das Wiederanheben des Satelliten zu einer um den Faktor 3 bis 4 höheren Aktivierungsrate, was sich auf Grund der kurzen Lebensdauer direkt in der ^{24}Na -Rate niederschlägt. Das nochmalige Anheben schließlich führte etwa bei TJD 10700 zur einer maximalen Aktivierung, welche insgesamt um einen Faktor ~ 15 über dem Minimum liegt. Die im Vergleich zu den Auswirkungen des ersten Reboosts rasche Abnahme während der Folgezeit bis zum Missionsende ist auf die ansteigende solare Aktivität des kommenden nächsten Sonnenzyklus zurückzuführen. Im Falle der ^{24}Na -Komponente, welche sich im Gegensatz zu den anderen Komponenten weitgehend ungestört bestimmen läßt, ist die Streuung auf kurzen Zeitskalen auf Unterschiede in der Häufigkeit von zentralen und peripheren SAA-Passagen und der Instrumentausrichtung relativ zu den Strahlungsgürteln zurückzuführen.

^{22}Na ist auf Grund seiner viel längeren Lebensdauer unempfindlich gegenüber umlaufbahnbedingte Variationen der Aktivierungsrate. Wie zu erwarten, zeigt die Entwicklung der ^{22}Na -Zerfallsrate daher auch eine sehr viel kleinere Streuung. Nach einem anfänglichen Anwachsen erreicht ^{22}Na schnell ein Gleichgewicht aus Produktion und Zerfall (mittlere Zerfallsrate vor dem

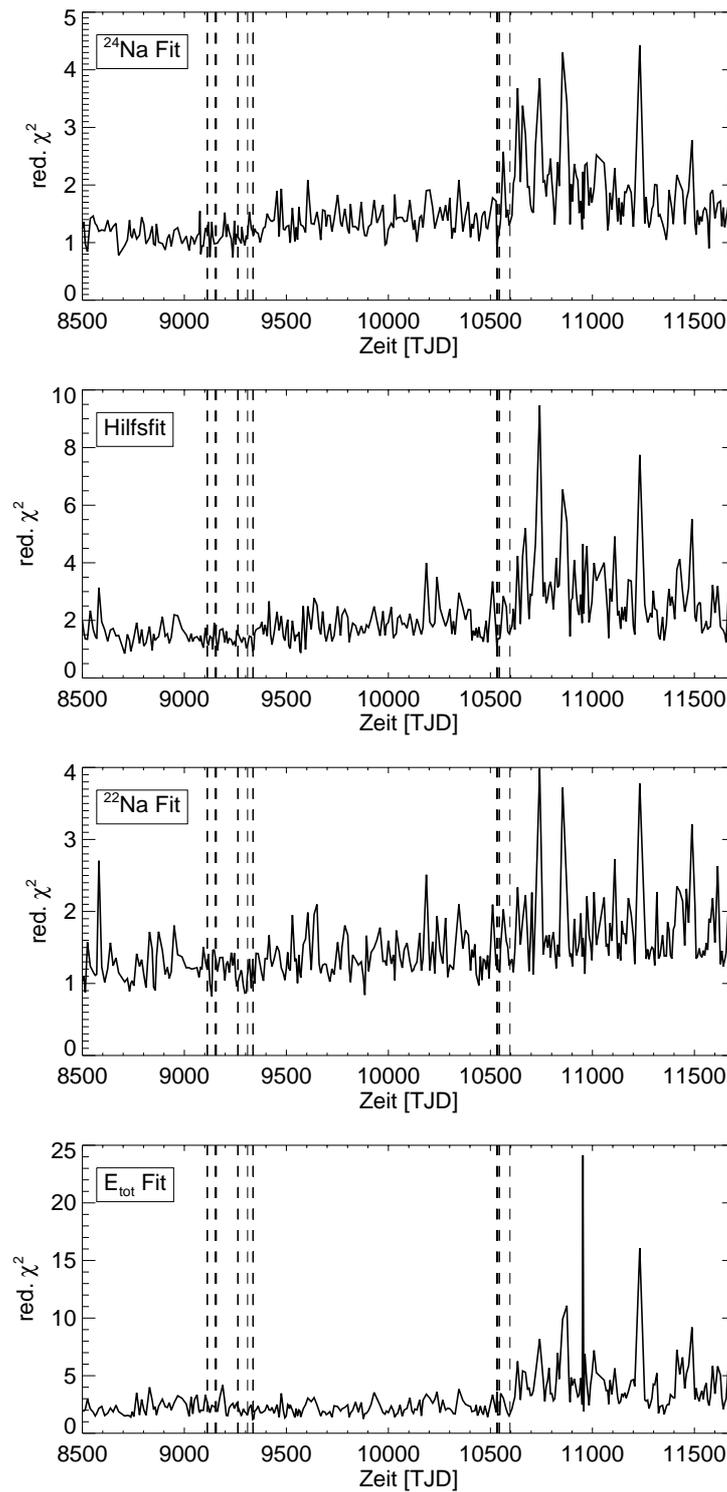


Abbildung 2.8: Qualität des Aktivierungsmodells während der Mission: Neben der Entwicklung der χ^2 -Werte sind die Zeitpunkte der Satelliten-Reboots als vertikale Linien eingezeichnet.

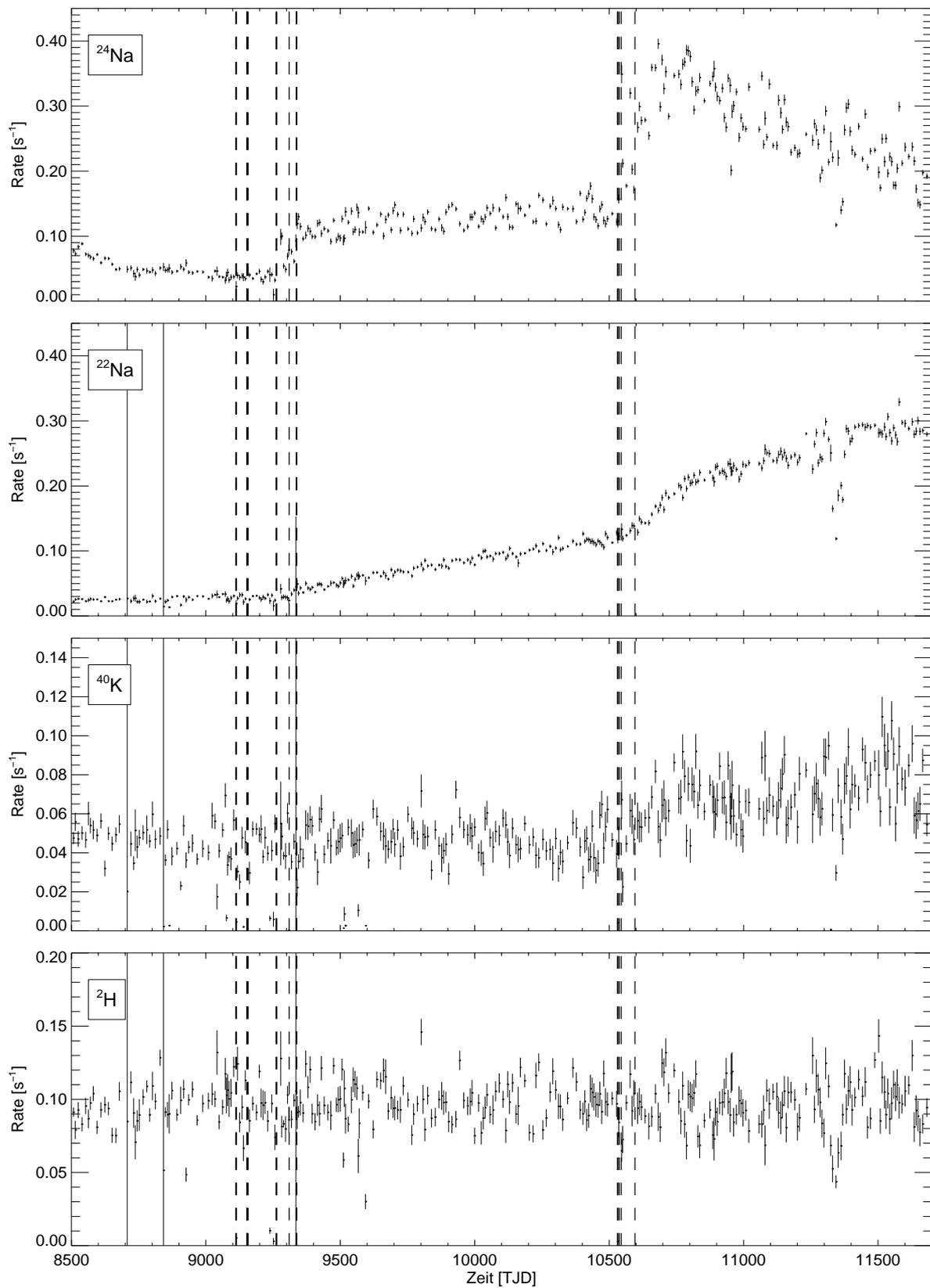


Abbildung 2.9: Zerfallsraten für ^{22}Na , ^{24}Na , ^{40}K und ^2H als Funktion der Missionsdauer. Die gestrichelten, vertikalen Linien markieren Perioden, während deren CGRO in eine höhere Umlaufbahn gehoben wurde.

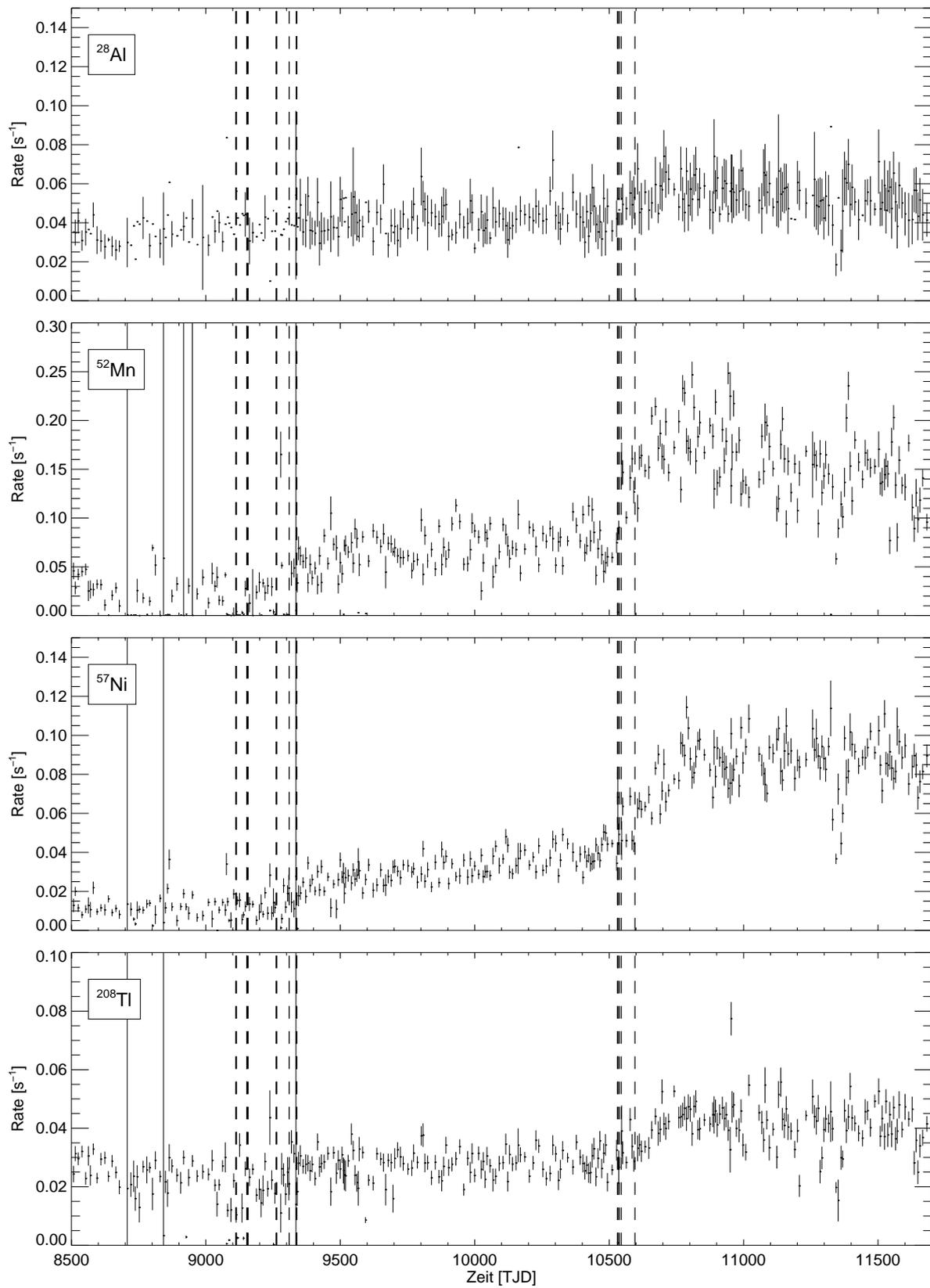


Abbildung 2.10: Zerfallsraten für ²⁸Al, ⁵²Mn, ⁵⁷Ni und ²⁰⁸Tl als Funktion der Missionsdauer.

ersten Reboost ($\sim 0.022 \text{ s}^{-1}$), welches sich aus dem Aufbau des Isotops über zwei Jahre hinweg und der gleichzeitigen Abnahme der Aktivierungsrate auf Grund der sinkenden Umlaufbahn ergibt. Nach dem ersten Wiederanheben hingegen führt die weitgehend stabile Umlaufbahn zu einem kontinuierlichen Anwachsen der ^{22}Na -Rate auf etwa das 3.9-fache des vorherigen Gleichgewichtswertes. Die zweite Reboostperiode führt schließlich zu einem verstärkten Anwachsen der ^{22}Na -Komponente, wobei auch hier das Einsetzen einer Sinkbewegung des Satelliten in einer Abflachung des Wachstums sichtbar wird. Bis zum Missionsende hin erreicht der ^{22}Na -Hintergrund eine Rate von $\sim 0.3 \text{ s}^{-1}$ und übersteigt damit schließlich die ^{24}Na -Komponente. Bereits vor dem zweiten Reboost war ^{22}Na eine erheblich stärkere Hintergrundkomponente als die Linien der restlichen Isotope.

Die Zerfallsrate von ^{28}Al erweist sich als ähnlich konstant wie die Deuterium-Komponente, was auf die gemeinsame Produktion durch Einfang thermischer Neutronen zurückzuführen ist. Allerdings wirkt sich Entartungseffekte bei der Bestimmung der ^{28}Al -Rate stärker aus, was sich in einer stärkeren Streuung und einem leichten „Anwachsen“ nach dem zweiten Reboost bemerkbar macht.

^{52}Mn und ^{57}Ni zeigen im wesentlichen eine ähnliche Entwicklung wie ^{24}Na , wobei die Absolutwerte im Bereich von 50% bzw. 30% der ^{24}Na -Zerfallsrate liegen. Insbesondere die Bestimmung der ^{52}Mn -Rate unterliegt allerdings starker Entartungseffekte, da die Zerfallslinie mit den starken Hintergrundlinien von ^{24}Na und ^{40}K überlagert ist, so daß hier besonders starke Streuung zu beobachten ist. Die Überlagerung der Zerfallslinien dieser beiden Isotope bei $E_{\text{tot}} \approx 1.4 \text{ MeV}$ liefert zusammen mit den Lebensdauern von 8.1 Tagen und 2.1 Tagen eine Erklärung der in früheren Analysen notwendigen Gauß-Komponente bei 1.4 MeV (*Oberlack* 1997).

Die auffälligen Minima in den Zeitentwicklungen der Zerfallsraten zwischen TJD 11300 und 11400 lassen sich auf technische Probleme in der COMPTEL Bordelektronik zurückführen. Dabei stieg der Anteil sogenannter *Bad Events* in den Telemetriedaten stark an, so daß bei festgehaltener effektiver Beobachtungszeit die Rate guter Ereignisse abnahm. Diese Effekte müssen für eine korrekte Behandlung dieser Beobachtungsperioden in eine erweiterte Totzeit des Teleskops übersetzt werden. Die bislang zur Verfügung stehenden Standard-Datenanalyse-Produkte beachten diese Effekte allerdings noch nicht, was sich in den erhaltenen Anpassungsergebnissen und den resultierenden Zerfallsraten niederschlägt (*Plüschke* 2001).

2.3 Modellierung des Hintergrunds

Auf Grund des sehr ungünstigen Signal-Hintergrund-Verhältnisses ist eine möglichst exakte Modellierung des Hintergrundes im betrachteten energiebereich für die Auswertung der COMPTEL Daten unerlässlich.

2.3.1 Der Nachbarenergie-Hintergrund für ^{26}Al

Im Bereich der 1.809 MeV Linie wird ein Großteil der im D1 gestreuten γ -Quanten im D2-Detektor total absorbiert. Nach *Knödlseeder* (1994) beträgt der Photopeak-Anteil 52%. Dadurch ist die diskretisierte spektrale Antwortfunktion von Diagonalelementen dominiert, so daß sich Daten im Linienintervall und in Nachbarenergiebereichen wenig beeinflussen. Zu dem kann gezeigt werden, daß die Streuungsverteilung nahezu energieunabhängig ist (*Knödlseeder* 1994, *Oberlack* 1997). Dies legt die Verwendung von Nachbarenergiebereichen zur empirischen Modellierung des Hintergrunds im Linienbereich nahe. Darauf aufbauend läßt sich ein Hintergrundmodell erarbeiten, das gleichzeitig gemessene, aber vom Linienintervall unabhängige Daten zur Abschätzung des Hintergrundes in diesem Linienintervall verwendet.

Für die hier betrachteten 1.8 MeV Daten erweist sich die Wahl von zwei E_{tot} -Fenstern zwischen

0.85 und 1.7 MeV sowie zwischen 1.9 und 10.0 MeV als günstig, da einerseits die Größe des Intervalls eine genügend große Datenmenge garantiert, um statistische Fluktuation in erster Näherung zu unterdrücken, und andererseits die beiden Intervalle etwa gleich große Datenmengen enthalten. Beim letzten Punkt ist anzumerken, daß die fortschreitende Degradation der D2-Module, d.h. das Ansteigen ihrer Energieschwellen, dieser Ausgewogenheit etwas entgegenwirkt. Allerdings beeinflußt auch der angestiegene instrumentelle Linienhintergrund (Abschnitt 2.2.3.2) die relativen Gewichte der beiden Intervalle. Da beide Effekte einander entgegenwirken, sollten über die gesamte Missionsdauer hinweg die gewählten Intervalle beibehalten werden können.

Über die Wahl breiter Energieintervalle für das Nachbarenergie-Hintergrundmodell wird versucht, statistische Fluktuationen aufzufangen. Als grobe Näherung gilt, daß die Datenmenge in den Nachbarintervallen etwa 15-mal größer als im Linienintervall ist. Auf Grund der großen Zahl von Datenraumzellen ($\sim 1.1 \cdot 10^5$ für eine Beobachtung in der galaktischen Ebene) der Größe $1^\circ \times 1^\circ \times 2^\circ$ in $(\chi, \psi, \bar{\varphi})$ kommt es aber selbst bei dieser Wahl der Nachbarenergieintervalle zu leeren Elementen in der resultierenden Hintergrundmatrix. Besonders bei hohen $\bar{\varphi}$ -Werten ist die Hintergrundmatrix schlecht konditioniert. Es werden also in einigen Datenraumbereichen keine Ereignisse erwartet, obwohl dort tatsächlich Ereignisse gemessen werden können. Das Auftreten solcher im Hintergrundmodell nicht erwarteten Ereignisse kann schließlich zu Artefakten in der Bildrekonstruktion führen (*Knödlseher* 1994). Diese Effekte lassen sich durch Glättung des Hintergrundmodells unterdrücken, wofür es verschiedene Methoden gibt:

Die Standardversion des Nachbarenergie-Hintergrundes nutzt zur Glättung eine zweidimensionale, sphärische Gauß-Funktion der Form

$$\mathcal{W}(\chi', \psi' | \chi, \psi, \bar{\varphi}) = \frac{\cos \psi}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.19)$$

wobei das Argument der Exponentialfunktion durch $\cos \theta = \sin \psi \sin \psi' + \cos \psi \cos \psi' \cos \chi - \chi'$ gegeben ist. Eine Glättung in dieser Form ist strukturerhaltend, solange die gewählte Glättungsbreite σ kleiner als die instrumentelle Winkelauflösung ist. Die Standardversion verwendet eine mit dem Betrag der galaktischen Breite ψ zunehmende Glättungsbreite zwischen 1° und 2° , um die Abnahme der Ereignisse bei hohen Streuwinkel durch die Erdhorizontauswahl ζ zu kompensieren. Zur Konservierung der geometriebedingten Gradienten werden die Daten vor der Glättung durch die Geometriefunktion geteilt und nach der Glättung wieder damit multipliziert. Da jedoch die Geometriefunktion in den Randbereichen sehr kleine Werte annimmt ($g < 0.01$), kommt es bei der Division zu numerischen Instabilitäten. Es ist daher notwendig, die entsprechenden Datenraumzellen von der weiteren Datenauswertung auszuschließen.

Die von mir implementierte Version des Nachbarenergie-Hintergrundes verwendet ein anderes Verfahren zur Glättung der aus den weiten Energieintervallen stammenden Ereignisverteilung (*Plüschke* 1998). Neben der Notwendigkeit zur Datenunterdrückung neigt die Gaußsche Glättung zur Unterdrückung realer Strukturen in der Ereignisverteilung. Da die Geometriefunktion die Wahrscheinlichkeit der Besetzung der Datenraumzellen in Abhängigkeit von der Detektorgeometrie wiedergibt und eine glatte Funktion von χ und ψ ist, läßt sich basierend auf der Geometriefunktion ein Glättungsverfahren aufbauen. Dies wird vor allem durch die Feststellung unterstützt, daß die Geometriefunktion selbst mit Einschränkungen als erste Näherung eines empirischen Hintergrundmodells verwendet werden kann (*Oberlack* 1997). Durch lokale Anpassung der Geometriefunktion an die im ersten Schritt bestimmte Ereignisverteilung entsteht eine lokal geglättete Hintergrundverteilung. Als Datenbasis verwendet dieser Algorithmus in der Hintergrundanpassung eine 3×3 -Nachbarmatrix, wobei eine zusätzliche Bedingung auf die minimale Anzahl von Ereignissen in der Matrix die numerische Fluktuationen minimiert. Für Datenraumzellen deren Nachbarmatrix diese Bedingung nicht erfüllt, werden die Dimensionen schrittweise um jeweils 2 weitere Zellen erhöht, bis die Bedingung erfüllt ist. Allerdings sind

dabei zu große Nachbarmatrizen zu vermeiden, weil ansonsten das resultierende Hintergrundmodell der Geometriefunktion gleicht, wodurch die energieabhängigen Strukturen verloren gehen. Während die Streurichtungsverteilung weitgehend energieunabhängig erscheint, ist die Streuwinkelverteilung naturbedingt stark energieabhängig. Um diesem Effekt Rechnung zu tragen, muß das resultierende Hintergrundmodell in $\bar{\varphi}$ normiert werden. Dabei bieten sich zwei Möglichkeiten:

1. Zum einen kann die $\bar{\varphi}$ -Verteilung des Linienintervalls selbst verwendet werden. Dabei wird der geringe Beitrag der astrophysikalischen Quellen vernachlässigt. Durch die Verwendung der Daten des Linienintervalls ist das so gewonnene Hintergrundmodell nicht mehr vollständig unabhängig, was zu einer Unterdrückung insbesondere von schwachen Quellen führt.
2. Zum anderen kann die $\bar{\varphi}$ -Verteilung durch Interpolation der entsprechenden $\bar{\varphi}$ -Verteilungen schmaler Nachbarenergie-Intervalle rekonstruiert werden. Dabei werden die nicht-linearen Änderungen der $\bar{\varphi}$ -Verteilung mit der Energie durch eine lineare Interpolation angenähert (*Knödlseder* 1994). Während dieser Ansatz ein unabhängiges Hintergrundmodell gewährleistet, weicht die interpolierte $\bar{\varphi}$ -Verteilung bereits merklich von der $\bar{\varphi}$ -Verteilung im Linienintervall ab. Die Nachenergiestreifen können auf Grund der kleinen Zahl der Ereignisse nicht hinreichend klein gewählt werden.

Die Wahl der beiden zusätzlichen schmalen Energieintervalle zwischen 1.6 und 1.7 MeV sowie zwischen 1.9 und 2.0 MeV zur Normierung der $\bar{\varphi}$ -Verteilung des Linienintervalls eröffnet einen Kompromis. Dadurch wird die Fehlgeichtung von Beobachtungen mit Quellsignal aufgehoben, und es verbleibt nur ein Fehler durch die Unterschiede in der $\bar{\varphi}$ -Verteilung einer Quelle und des Hintergrunds. Ferner läßt sich die Abweichung des gekrümmten Hintergrundspektrums von einer Geraden durch einen globalen Skalierungsfaktor β zwischen 0.96 und 0.97 beheben.

2.3.2 Instrumentelle Hintergrundlinien im Nachbarenergie-Hintergrund

Ein Vergleich der Verhältnisse der integrierten Inhalte des Datenraums im Linienintervall und im zugehörigen Hintergrundmodell zeigt ein langfristiges Abnehmen des Quotienten (siehe graue Dreiecke in Abbildung 2.11), dabei sind nur Observationsperioden mit hohen galaktischen Breiten oberhalb $|\psi_{\text{obs}}| \geq 40^\circ$ eingetragen, um eine Kontamination durch starke Quellsignale zu vermeiden.

Dieser Trend läßt sich auf die Kontamination des für die totale Normierung der $\bar{\varphi}$ -Verteilung des Nachbarenergie-Hintergrunds verwendeten schmalen Energieintervalle durch instrumentelle Hintergrundlinien zurückführen *Oberlack* (1997). Besonders betroffen ist dabei das untere Energiefenster zwischen 1.6 und 1.7 MeV, daß besonders durch den zeitlich variablen Zerfallsraten von ^{22}Na , ^{24}Na und ^{40}K sowie den weniger starken Komponenten von ^{52}Mn und ^{57}Ni gestört wird. Auf Grund dieser zeitlich variablen Kontamination wird die Interpolation des $\bar{\varphi}$ -Spektrums gestört und es kommt zu dem in Abbildung 2.11 sichtbaren Langzeittrend in der Hintergrundnormierung.

Mit Hilfe der in Abschnitt 2.2.3 bestimmten Zeitentwicklung der Zerfallsraten der beteiligten Hintergrundisotope kann die Anzahl der aus diesen Zerfällen stammenden Ereignisse in jeder Observationsperiode bestimmt werden. Nun können diese Ereignisse unterdrückt und ein Renormierungsfaktor für jede Observationsperiode bestimmt werden. In Abbildung 2.11 sind die entsprechend korrigierten Verhältnisse ebenfalls eingezeichnet (schwarze Quadrate). Die schwarze Regressionsgrade zeigt im Vergleich zur grauen Regression der unkorrigierten Verhältnisse den Erfolg, der durch die getrennte Behandlung des Linienhintergrundes erzielt wurde.

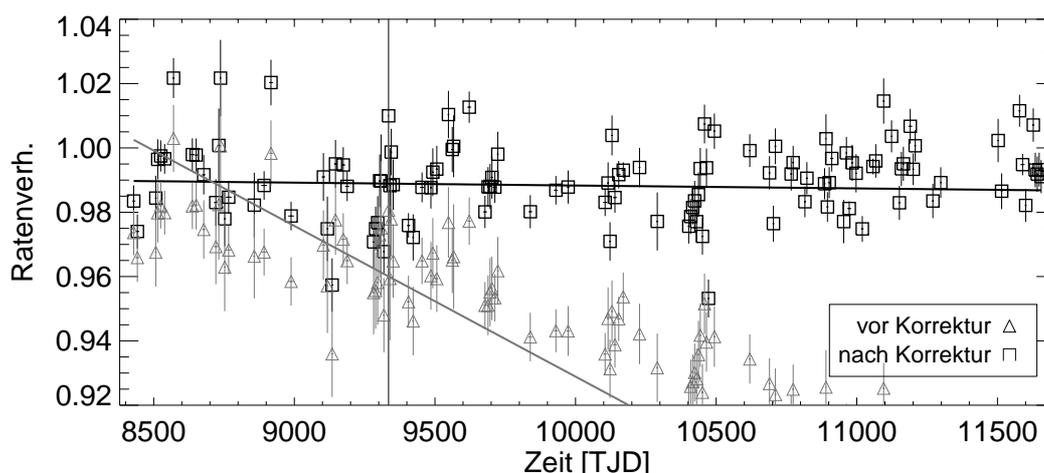


Abbildung 2.11: Verhältnis der Anzahl von Ereignissen im Linienintervall und zugehörigem Hintergrundmodell als Funktion der Missionszeit.

2.3.3 Unsicherheiten des Hintergrundmodells

Die Normierung des Hintergrundmodells unterliegt verschiedenen Unsicherheitsfaktoren. Die Normierung der individuellen Hintergrundmodelle der Observationsperioden weist eine Unsicherheit von ca. 0.5% auf.

Eine Absolutnormierung des addierten Hintergrundmodells wird durch die Bestimmung des Nullniveaus aus Beobachtungen bei galaktischen Breiten über $\pm 40^\circ$ erreicht. Diese Methode setzt voraus, daß keine 1.809 MeV Emission bei diesen Breiten vorhanden ist. *Knödlseher* (1997) hat gezeigt, daß 1.809 MeV Emission der galaktischen Scheibe auf Grund großer Streurichtungen und Streuwinkel zu entsprechenden Ereignissen im Datenraum führen. Nur ein etwa 5° breiter Bereich um die galaktischen Pole sollte demnach wirklich frei von 1.809 MeV Photonen der galaktischen Scheibe sein. Beim Vergleich von Simulationsergebnissen einer exponentiellen Scheibe für die Galaxis mit der Residuenverteilung der ψ -Profile von Ereignisdatensatz und Hintergrundmodell kam *Knödlseher* (1997) zu dem Schluß, daß die absolute Hintergrundnormierung einem systematischen Fehler von etwa 1% unterliegt. Nimmt man jedoch eine lokale Komponente der 1.809 MeV Emission an, die bis zu hohen galaktischen Breiten reicht, führt ein homogener über den Himmel verteilter Fluß von $1 \cdot 10^4 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu einer Flußunterschätzung in der galaktischen Ebene von ca. 12% (*Oberlack* 1997). Eine Verbesserung ist hier nur möglich, wenn es gelingt, den instrumentellen Hintergrund im E_{tot} -Spektrum besser zu verstehen und in physikalische Komponenten aufzuteilen. Mit den im Vergleich zur der von *Oberlack* (1997) präsentierten Auswertung, welche nur die vier Isotope ^2H , ^{22}Na , ^{24}Na und ^{40}K berücksichtigt, stellt die hier präsentierte erweiterte Analyse einen Fortschritt in diese Richtung dar. Allerdings erscheint nur in der Frühphase der Mission das Verständnis des E_{tot} -Spektrums inzwischen gut genug für eine Untersuchung dieser Unsicherheitsquelle der Normierung. Im späteren Missionsverlauf führt der steigende instrumentelle Hintergrund und die wachsende Bedeutung der Entartung wieder zu einer ungenügenden Reproduktion des Energiespektrums.

Schließlich ist die Annahme einer energieunabhängigen Streurichtungsverteilung, welche dem Modellansatz inhärent zugrundeliegt, nur eine Näherung. Zum einen ist die instrumentelle Antwortfunktion energieabhängig, und zum anderen werden bei gegebener Normierung der Nachbarenergieintervalle unterschiedliche Spektren astrophysikalischer Quellen unterschiedlich abgezogen. Beide Effekte führen zu einer Restkontamination der Linienemission mit Kontinuumsstrahlung, die sich in einer Variation der $\bar{\varphi}$ -Verteilung von der Verteilung einer reinen 1.809 MeV Emission niederschlägt.

Auch die Korrektur des instrumentellen Linien-Hintergrundes, wie sie im vorangehenden Abschnitt diskutiert wurde, weist Unsicherheiten auf. Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 zum Ausdruck kommt, überlagern sich die aus den unterschiedlichen Hintergrundisotopen stammenden Ereignisse im Datenraum. Es kommt so zu Entartung, die nur teilweise durch den iterativen Anpassungsalgorithmus aufgehoben werden kann. Insbesondere die Überlagerung von Ereignissen aus dem Zerfall von ^{40}K , ^{52}Mn und ^{57}Ni mit γ -Quanten im Bereich zwischen 1.3 und 1.5 MeV kann zu Fehlern in der Bestimmung der für die Renormierung des Nachbarenergie-Hintergrundes wichtigen ^{22}Na -Rate führen. Diese Unsicherheiten weisen zu dem eine starke Abhängigkeit von der fortschreitenden Missionsdauer auf, da die Reboots des Satelliten die Produktionsraten der einzelnen Isotope erheblich steigern (siehe Ergebnisse in Abschnitt 2.2.3.2) und außerdem das sich langsam aufbauende ^{22}Na grundsätzlich zu einem Anstieg des instrumentellen Hintergrundes führt. Die Unsicherheiten der einzelnen Raten liegen pro Observationsperiode im Bereich einiger Prozent. Insgesamt führt die wachsende Bedeutung der instrumentellen Hintergrundlinien zu einer weiteren Unsicherheit von ca. 0.5% bis 1% in der relativen Normierung des Hintergrundmodells einzelner Observationsperioden.

In die Korrektur des Linienhintergrundes geht zu dem die Annahme ein, daß die zeitliche Variation allein auf die in den Zerfallslinien begründeten Zeitvariationen zurückzuführen ist. Wie die Diskussion der Anpassungsroutine aber gezeigt hat, ist für eine vollständige Beschreibung der Energiespektren die Annahme einer zusätzlichen kontinuierlichen Komponente notwendig. So geht also in die Hintergrundkorrektur implizit die Annahme ein, daß dieser kontinuierliche Anteil keine Zeitvarianz beinhaltet und daher in der Korrektur vernachlässigt werden darf.

2.4 Die 1.809 MeV Karten

Im Zuge der folgenden Unterabschnitte sollen die von mir gewonnenen 1.809 MeV Himmelskarten vorgestellt und diskutiert werden. Allen von mir erzeugten und hier präsentierten Himmelskarten der ^{26}Al -Zerfallslinie liegt als Datenbasis die vollständige COMPTEL Missionsdatenbank zu Grunde, d.h. die Karten beruhen auf 9 Jahren COMPTEL Beobachtungen. Die dabei erzielte effektive Belichtung im 1.809 MeV Linienintervall ist bereits in Abbildung 2.3 im Rahmen der Missionsbeschreibung gezeigt worden.

2.4.1 Die Abbildungsmethoden: MaxEnt, MREM und iML-ME

2.4.1.1 Bildrekonstruktion und Bayes-Statistik

Bevor jedoch die Karten im einzelnen diskutiert werden, sollen zunächst die von mir verwendeten Bildrekonstruktionsmethoden kurz vorgestellt werden. Das Problem der Bildrekonstruktion ist ein typisches *Inversionsproblem*, bei dem aus den gewonnenen Daten die ursprüngliche Intensitätsverteilung ermittelt werden soll. Das Problem liegt also (hier in diskretisierter Form) in der Umkehrung der Matrix-Gleichung 2.20 (vgl. Gl. 2.13).

$$e_{\chi,\psi,\bar{\varphi}} = b_{\chi,\psi,\bar{\varphi}} + \mathcal{R}_{\chi,\psi,\bar{\varphi};\chi_0,\psi_0} f_{\chi_0,\psi_0} \quad (2.20)$$

Dabei bedeutet $e_{\chi,\psi,\bar{\varphi}}$ die Anzahl Ereignisse in der Datenraumzelle $(\chi, \psi, \bar{\varphi})$, $b_{\chi,\psi,\bar{\varphi}}$ der instrumentelle Hintergrund in dieser Zelle und $\mathcal{R}_{\chi,\psi,\bar{\varphi};\chi_0,\psi_0}$ die diskretisierte instrumentelle Antwortfunktion. Im Falle von COMPTEL, wie in vielen anderen Fällen, ist diese Gleichung nicht invertierbar, da es kein \mathcal{R}^{-1} gibt, für das gilt $\mathcal{R}^{-1}\mathcal{R} = \mathbf{1}$. Die Gleichung ist überbestimmt und

hat daher keine exakte Lösung. Da andererseits anstelle der reale Intensitätsverteilung e im COMPTEL Datenraum nur fehlerbehaftete Messungen n zur Verfügung stehen, ist eine exakte Lösung auch nicht das Ziel der Bildrekonstruktion. In Wirklichkeit ist es hinreichend ein e' zu finden, daß genügend gut mit den Daten n übereinstimmt.

Das Finden einer akzeptablen Lösung für Gleichung 2.20, welche zu dem geeigneten Bedingungen genügt, nennt man Regularisierung. Ausgehend vom *Bayes-Theorem*:

$$P(H|DJ) = \frac{P(D|HJ) P(H|J)}{P(D|J)} \quad (2.21)$$

läßt sich das Problem der Bildrekonstruktion sehr anschaulich formulieren. In dieser Darstellung bedeuten H die Hypothese, D die Daten und J die Information vor der Messung. Die bedingten Wahrscheinlichkeiten haben im einzelnen folgende Bedeutung:

$P(H|DJ)$: Plausibilität der Hypothese H nach der Messung.

$P(D|HJ)$: Wahrscheinlichkeit für die Messung der Daten D unter der Voraussetzung, daß H wahr ist.

$P(H|J)$: Plausibilität der Hypothese H auf Grund der Information J vor der Messung (*Prior*).

$P(D|J)$: Normierungsfaktor, der sich aus der Summe der Produkte der Meßwahrscheinlichkeiten und dem Prior über den vollständigen Hypothesensatz $\{H\}$ ergibt.

In dieser Form beschreibt das Bayes-Theorem die Modifikation der Plausibilität einer Hypothese H durch die Messung der Daten D. Hier zu muß angemerkt werden, daß in der Bayes-Theorie Wahrscheinlichkeiten nicht als Ergebnis aus wiederholten Zufallsexperimenten bestimmt werden können, sondern als Plausibilitäten von Hypothesen **zugewiesen** werden müssen.

In der vorliegenden Arbeit kommen dazu drei verschiedene Methoden zur Anwendung.

2.4.1.2 Maximum Entropie Entfaltung

Gleichung 2.21 definiert einen Iterationsprozeß, der basierend auf vor der Messung bekannten Informationen, gemessenen Daten und dem Wissen über den Meßprozeß (Antwortfunktion und Datenselektion) die Plausibilität einer Hypothese nach erfolgter Messung eindeutig festlegt.

Das Wissen über den Meßprozeß geht in die Likelihood-Funktion ein. Dabei beschreibt die Likelihood-Funktion die Wahrscheinlichkeit $P(D|H)$ für die Realisierung eines Datensatzes D für eine gegebene Hypothese H.

$$\mathcal{L} = \prod_{z=1}^{N_z} p(\mu_z; n_z) \quad (2.22)$$

In dieser Form gibt $p(\mu_z; n_z)$ die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von n_z Ereignissen in Datenraumzelle z mit Erwartungswert μ_z . Das Produkt erstreckt sich über die Gesamtzahl von Datenzellen N_z . Da COMPTEL als Zählexperiment betrachtet werden kann, unterliegen die Daten der Poisson-Statistik. Zu dem sind die Ereigniszahlen im dreidimensionalen Datenraum in der Regel so klein, daß keine Normalverteilung angenommen werden kann. Da \mathcal{L} auf Grund der großen Zahl an Datenraumzellen sehr klein wird, wird für die praktische Anwendung eine logarithmische Form der Likelihood-Funktion für Poisson-Statistik benutzt:

$$L \equiv \ln(\mathcal{L}) = \sum_{z=1}^{N_z} [-\mu_z + n_z \ln(\mu_z) - \ln(n_k!)], \quad (2.23)$$

wobei nur über alle z mit $\mu_z > 0$ summiert wird.

Für die endgültige Festlegung des beschriebenen Iterationsprozesses mangelt es offenbar an einer Anfangsbedingung, was der Frage nach der A-Priori-Wahrscheinlichkeit $P(H|J)$ entspricht. Für *überprüfbare* Informationen (Loredo 1990) kann das *Maximum-Entropie-Prinzip* angewandt werden: Von allen normierten Verteilungen $\{P_r\}$, die konsistent mit dem überprüfbaren Wissen J sind, wird diejenige Verteilung $P(H|J)$ als A-Priori-Plausibilität gewählt, welche die wenigsten über die gegebenen Information I hinausgehenden Annahmen enthält. Die Suche einer passenden Funktion läßt sich als Maximierungsproblem der Bildentropie \mathcal{H} formulieren, wobei die Informationen I in Form von Nebenbedingungen in die Maximierung einfließen. Nach Shannon (1948a) und Shannon (1948b) gilt für einen diskreten, expliziten und vollständigen Satz von Hypothesen $\{H\}$ die folgende Definition der Entropie-Funktion:

$$\mathcal{H} = - \sum_{r=1}^{N_H} P_r \ln P_r \quad \text{diskrete Hypothesen} \quad (2.24)$$

$$\mathcal{H} = - \int p(f) \ln \left(\frac{p(f)}{m(f)} \right) df \quad \text{kont. Hypothesen mit Parameter } f \quad (2.25)$$

Dabei ist $m(f)$ eine A-Priori-Plausibilität, die allein durch die Definition einer Hypothese und ihrer Alternative zugewiesen werden kann.

Für das vorliegende Problem der Bildrekonstruktion, in der die Hypothesen durch Intensitätsverteilungen $\{\tilde{I}_p\}$ repräsentiert sind, liefert das Maximum-Entropie-Prinzip bei bekannter Größenordnung des zu erwartenden Flusses und unter Beschränkung auf positive Intensitäten den Prior in Form einer Wahrscheinlichkeitsdichte zu (Skilling 1989):

$$P(H|J) = \frac{1}{Z_S} \prod_{p=1}^{N_p} \frac{1}{\sqrt{f_p}} \exp(\alpha \cdot S) \quad (2.26)$$

$$\text{mit : } S(\mathbf{f}, \mathbf{m}) \equiv \sum_{p=1}^{N_p} \left[f_p - m_p - f_p \ln \left(\frac{f_p}{m_p} \right) \right] \leq 0 \quad (2.27)$$

$$Z_S \equiv \prod_{z=p}^{N_p} \int_0^{\infty} \frac{df_p}{\sqrt{f_p}} \exp \left\{ \alpha \left[f_p - m_p - f_p \ln \left(\frac{f_p}{m_p} \right) \right] \right\} \approx \left(\frac{2\pi}{\alpha} \right)^{\frac{N_p}{2}} \quad (2.28)$$

Dabei gibt $m_p = \tilde{I}_p \cdot \Delta\Omega_p$ den mittlere Fluß an, der aus dem Bildpixel p mit dem Raumwinkelement $\Delta\Omega_p$ erwartet wird; $f_p = I_p \cdot \Delta\Omega_p$ hingegen ist der rekonstruierte Wert. Für den Fall, daß nur der erwartete Gesamtfluß näherungsweise bekannt ist, wird ein "graues" Bild mit $m_p = f_{\text{ges}}/(4\pi) \cdot \Delta\Omega_p$ angenommen. Da S die Dimension eines Flusses hat, muß α die Dimension einer Belichtung haben. α hat die Funktion eines Regulierungsparameters und beschreibt den dämpfenden Einfluß der Entropie-Funktion. In praktischen Anwendungen wird die Bildentfaltung mit großem α begonnen, welches iterativ bis zu einem "besten" Wert reduziert wird. Der bei COMPTEL zu Einsatz kommende MEMSYS2-Algorithmus (Skilling und Bryan 1984) wurde durch Strong et al. (1992) an die Bedingungen bei COMPTEL angepaßt und verfügt über kein für Poisson-Statistik geeignetes Abbruchkriterium. Oberlack (1997) und Knödlseeder (1997) haben anhand von Simulationen versucht den optimalen Wert für α zu finden. Übersetzt in Iterationsnummern fanden beide übereinstimmend für diffuse Emission, wie sie für die 1.809 MeV Emission auf Grund der langen Lebensdauer erwartet wird, Iterationen zwischen 6 und 8.

Die Untersuchungen der Abbildungseigenschaften der vorliegenden Maximum-Entropie-Bildrekonstruktion durch Oberlack (1997) und Knödlseeder (1997) lassen sich wie folgt zusammenfassen: Während sehr frühe Iterationen stark durch den isotropen, homogenen Prior geprägt sind und sich durch sehr großskalige Strukturen auszeichnen, nimmt mit steigender Iterationszahl die Ausbildung immer feinerer Strukturen zu. Insbesondere neigt der Maximum-Entropie-Algorithmus zur Bildung von Artefakten durch statistische Fluktuationen im Hintergrund (Knödlseeder 1997). Im Gegensatz dazu haben die Simulationen gezeigt, daß der Punktquellenfluß in frühen Iterationen stark unterschätzt wird. Aber auch spätere Iterationen neigen zu einer Unterschätzung

der Flüsse um ca. 10% (*Oberlack* (1997)). In Übereinstimmung mit früheren Überprüfungen fand *Oberlack* (1997) einen Korrekturfaktor von 1.3 für Flußintegrationen über Bildbereiche von $10^\circ \times 10^\circ$. Andererseits hat *Knödlseeder* (1997) gezeigt, daß diese Korrektur möglicherweise von der Größe der Integrationsbereiche abhängt. Für sehr große Integrationsintervalle konnte er zeigen, daß die Flußunterschätzung verschwindet. Dies legt nahe, daß die Bildrekonstruktion dazu neigt, einen gewissen Prozentsatz der Intensität in anderen Bereichen zu rekonstruieren als es dem Emissionsmodell entspricht.

2.4.1.3 Multi Resolution Expectation Maximisation

Die große Zahl freier Parameter führt in der klassischen Bildrekonstruktion, wie sie u.a. im Maximum Entropie Ansatz verfolgt wird, zu einer Überanpassung an die Daten (*Puetter* 1995, *Knödlseeder* 1997). Im Falle der 1.8 MeV Himmelskarte stehen 64800 Pixel, welche unabhängige Werte annehmen können, einer Gesamtzahl von etwa 40000 bis 70000 1.8 MeV Photonen gegenüber. Die Untersuchung von *Knödlseeder* (1997) hat insbesondere gezeigt, daß bei einer totalen Signifikanz der beobachteten 1.8 MeV Emission entlang der galaktischen Ebene von $\sim 30\sigma$ maximal 100 signifikante Bildpixel (3σ) zu erwarten sind. Mit der Einführung einer Korrelationsfunktion, welche die Bildintensität in benachbarten Pixeln zueinander in Beziehung setzt, kann die Anzahl der freien Parameter sehr effizient reduziert werden. Algorithmen, die solche Korrelationen berücksichtigen, werden *Multi-Frequenz* oder *Multi-Resolution* Algorithmen genannt (z.B. *Pantin und Starck* (1996)).

Die mathematische Beschreibung der Multi-Frequenz Bildrekonstruktion läßt sich sehr einfach durch eine Verallgemeinerung des Bayes-Theorems (Gleichung 2.21) gewinnen. Während im Falle von Gleichung 2.21 implizit ein Intensitätsmodell mit festen Bildpixeln ($1^\circ \times 1^\circ$) angenommen wurde, muß nun das Modell M explizit mit in die Beschreibung mit aufgenommen werden:

$$P(\text{HM}|\text{DJ}) = P(\text{M}|\text{J})P(\text{H}|\text{MJ})\frac{P(\text{D}|\text{HMJ})}{P(\text{D}|\text{J})} \quad (2.29)$$

Dabei meint $P(\text{M}|\text{J})$ die A-Priori-Wahrscheinlichkeitsverteilung des Modells und $P(\text{H}|\text{MJ})$ die Wahrscheinlichkeit der Hypothese bei gegebenem Modell. Durch Integration über den Modellparameter M erhält man so die Plausibilität der Hypothese nach der Messung analog zum Ergebnis von Gleichung 2.21.

Die in dieser Arbeit zur Anwendung kommende Multi-Frequenz-Bildrekonstruktion verwendet zur Bestimmung der signifikanten Bildstrukturen die Wavelet-Transformation (*Knödlseeder* 1997, *Knödlseeder et al.* 1999b). Mit Hilfe der Entwicklung nach orthogonalen Basisfunktionen, den Wavelets, erhält man eine Art Spektrum der in den übergebenen Daten enthaltenen Größenskalen (Frequenzen). Im Gegensatz zur Fourier-Transformation sind Wavelets sowohl in der Frequenzdomäne als auch im Ortsraum lokal. Durch diese Eigenschaft lassen sich viele Funktionen durch Entwicklung nach den Basisfunktionen der gewählten Wavelet-Basis in wenige, signifikante Beiträge auf den verschiedenen Skalen abbilden. Auf diese Weise kann die Wavelet-Transformation zur Datenkompression, Mustererkennung und Rauschunterdrückung benutzt werden. Im Zusammenhang mit der COMPTEL-Bildrekonstruktion wird von der letztgenannten Anwendungsmöglichkeit Gebrauch gemacht. Basierend auf einem beschleunigten Richardson-Lucy Algorithmus zur Bildentfaltung⁵ wird nach jedem Entfaltungsschritt eine Wavelet-Transformation durchgeführt. In den frühen Iterationen finden nur die großskaligsten Strukturen Berücksichtigung. Erst wenn folgende Iterationen keine signifikante Änderung der rekonstruierten Intensitätsverteilung mehr aufweisen, werden kleinskaligere Strukturen überprüft.

⁵Daher der Name *Multi-Resolution Expectation Maximisation (MREM)*.

Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis die möglichen Veränderungen durch noch kleinskaligere Strukturen unter eine gesetzte Signifikanzschwelle fallen; dann ist die Rekonstruktion im Sinne des MREM-Algorithmus konvergiert.

Auch der MREM-Algorithmus wurde mit Hilfe von Simulationen getestet (*Knödlseeder 1997*). Zusammenfassend soll hier festgehalten werden, daß sowohl die Simulationen mit einer Punktquellenverteilung als auch mit einem diffusen Emissionsmodell zu zufriedenstellenden Ergebnissen geführt haben. Die Punktquellensimulation zeigte allerdings bei allen zugelassenen Skalen ein zum allgemeinen Trend bei klassischen Entfaltungsmethoden umgekehrte Tendenz zur Bildung von Artefakten zwischen den bekannten Quellpositionen. Die Überprüfung des diffusen Emissionsmodells hingegen zeigt auch bei kleinskaligem Wavelet-Cutoff noch eine sehr glatte Rekonstruktion des Eingabemodells (exponentielle Scheibe mit $R_0 = 4.5$ kpc und $z_0 = 90$ pc). Jedoch ist festzustellen, daß erst bei hohen Iterationen das Breitenprofil der rekonstruierten Intensitätsverteilung der des Eingangsmodells nahe kommt. Zusammenfassend zeigt sich ein deutlich langsames „Konvergenzverhalten“ als z.B. bei der Maximum Entropie Entfaltung.

2.4.1.4 Likelihood-Modellanpassung mit Maximum Entropie Bildentfaltung

Während den beiden im Vorangegangenen beschriebenen Bildrekonstruktionsmethoden dasselbe Hintergrundmodell zu Grunde liegt, verfolgt die im folgenden kurz diskutierte Abbildungsmethode einen anderen Ansatz. Ausgehend von der Feststellung, daß die auf dem Nachbarenergie-Hintergrund basierenden Bildrekonstruktionen zu Flußunterschätzungen führen, wurde der Versuch unternommen, im Rahmen einer vereinheitlichten COMPTEL-Bildanalyse (*Bloemen et al. 1999a*) einen alternativen Weg zu beschreiten. Die Flußunterschätzung läßt sich auf Schwierigkeiten in der Gesamtnormierung des Hintergrundes oder auf Schwächen in der Interpolation der $\bar{\varphi}$ -Verteilung aus den Nachbarintervallen zurückführen (Abschnitt 2.3.3). Insbesondere die Probleme in der Extraktion der $\bar{\varphi}$ -Verteilung des Hintergrundes im Linienintervall lassen sich u.a. aus der Vernachlässigung von kontinuierlichen, kosmischen, diffusen Hintergrundquellen in der Hintergrundbehandlung erklären. Durch iterative Kombination von Maximum-Likelihood-Modellanpassungen und Maximum-Entropie-Bildentfaltung wird eine Bestimmung der kontinuierlichen Hintergrundkomponenten im Linienintervall möglich (*Bloemen et al. 1999b*). Dazu werden zunächst sowohl im Linienintervall als auch in zwei benachbarten Intervallen die Hintergrundkomponenten (z.B. durch inverse Compton-Streuung oder γ -Emission von interstellarem Gas) mittels Maximum-Likelihood-Modellanpassung bestimmt. Danach wird die Bildentfaltung auf die Residuen angewandt, um schließlich aus der Interpolation der resultierenden Karten und der Addition der diffusen Hintergrundkomponenten ein Hintergrundmodell für die Bildentfaltung im Linienintervall zu gewinnen. *Bloemen et al. (1999b)* hat mit Hilfe dieser Methode eine Abbildung der galaktischen 1.809 MeV Emission basierend auf den ersten fünf Jahren Beobachtungszeit bestimmt. Die in dieser Karte gewonnenen Flüsse sind im Schnitt 20% höher als die vergleichbaren Werte der anderen Methoden. Jedoch ist die räumliche Struktur nahezu identisch mit der Maximum-Entropie-Entfaltung. Die Karte ist zum Vergleich mit meinen neuen Karten in Abschnitt 2.4.2 abgedruckt.

2.4.2 Die COMPTEL 1.809 MeV Himmelskarten

Abbildung 2.12 zeigt eine Hammer-Aitoff-Projektion der aus der Maximum-Entropie-Entfaltung folgenden Karte der galaktischen 1.809 MeV Emission, wie sie von COMPTEL in 9 Jahren Missionsdauer beobachtet wurde. Die bei diesen Beobachtungen erreichte effektive Gesamtbelichtung im Energiebereich der ^{26}Al -Linie ist bereits in Abschnitt 2.2.1 worden. Die Konturlinien geben die korrigierte, rekonstruierte Intensität in den $1^\circ \times 1^\circ$ großen Bildpixeln wieder und entsprechen der Farbkodierung in den folgenden Abbildungen. Der effektive Korrekturfaktor ergibt sich

durch Multiplikation der Korrekturen auf Grund der Datenauswahl (TOF) und Detektortotzeit sowie der von *Oberlack* (1997) bestimmten Korrektur der Maximum-Entropie-Rekonstruktion. Es wurde ein Korrekturfaktor von 1.55 angewandt.

Der rekonstruierten Karte sind in Abbildung 2.12 Ellipsen für einige ausgewählte Himmelsregionen überlagert. Neben dem Bereich der „inneren Galaxie“ wurden Regionen ausgewählt, die bekannte OB Assoziationen enthalten. Die auffälligste Region ist dabei die Cygnus Region, die nach dem galaktischen Zentralbereich die intensivste 1.809 MeV Emission zeigt. Die Cygnus Region erscheint daher als eine der interessantesten Regionen im Sinne dieser Arbeit. Dem folgend schließt sich in Abschnitt 2.6 eine Betrachtung einer Ausschnittsvergrößerung dieses Himmelsgebietes an. Neben der Cygnus Region zeichnen sich die *Centaurus-Circinus Region*, *die Carina Region*, *die Aquila Region* und *die Vela Region* durch signifikante 1.809 MeV Emission aus. Schließlich finden sich noch einige Bereiche wenig intensiver 1.809 MeV Strahlung (Cepheus, Perseus und Orion).

Abbildung 2.13 zeigt die in Abbildung 2.12 gezeigte Maximum-Entropie-Karte in Gegenüberstellung mit der auf Grundlage identischer Daten erhaltenen Multi-Frequenz-Karte. In den Grundzügen ergeben beide Entfaltungsmethoden ähnliche Strukturen: Die 1.8 MeV Intensität ist durch Emission entlang der galaktischen Ebene dominiert. Beide Methoden bestätigen die Beobachtung von ^{26}Al -Emission im inneren Bereich der Milchstraße sowie den angrenzenden Regionen (Cygnus, Aquila, Centauri-Circinus und Vela-Carina). Auch die relativen Intensitäten der Einzelstrukturen sind annähernd identisch. Offensichtlich gibt es jedoch große Unterschiede in der Morphologie der Rekonstruktionen, die sich allerdings auf die Ansätze der Abbildungsmethoden zurückführen lassen. Während die Maximum Entropie Entfaltung auf Grund der großen Zahl an Freiheitsgraden zur Bildung von feinen Strukturen neigt, welche kleiner als die instrumentelle Winkelauflösung sind, ergibt die auf Wavelet-Filterung beruhende Rekonstruktion großskalig strukturierte Emissionsgebiete. Von besondere Bedeutung könnten die Unterschiede der erhaltenen Karten für die in der MREM-Karte nicht enthaltenen Emissionsgebiete niedriger Intensität (z.B. Orion Region) sein. Insbesondere in diesen Regionen wird die Frage nach Realität oder Artefakt der in der Maximum Entropie Karte enthaltenen Emission wichtig. Hier könnte eine sorgfältige Spektralanalyse der über die fraglichen Gebiete integrierten COMPTEL Daten weiterhelfen.

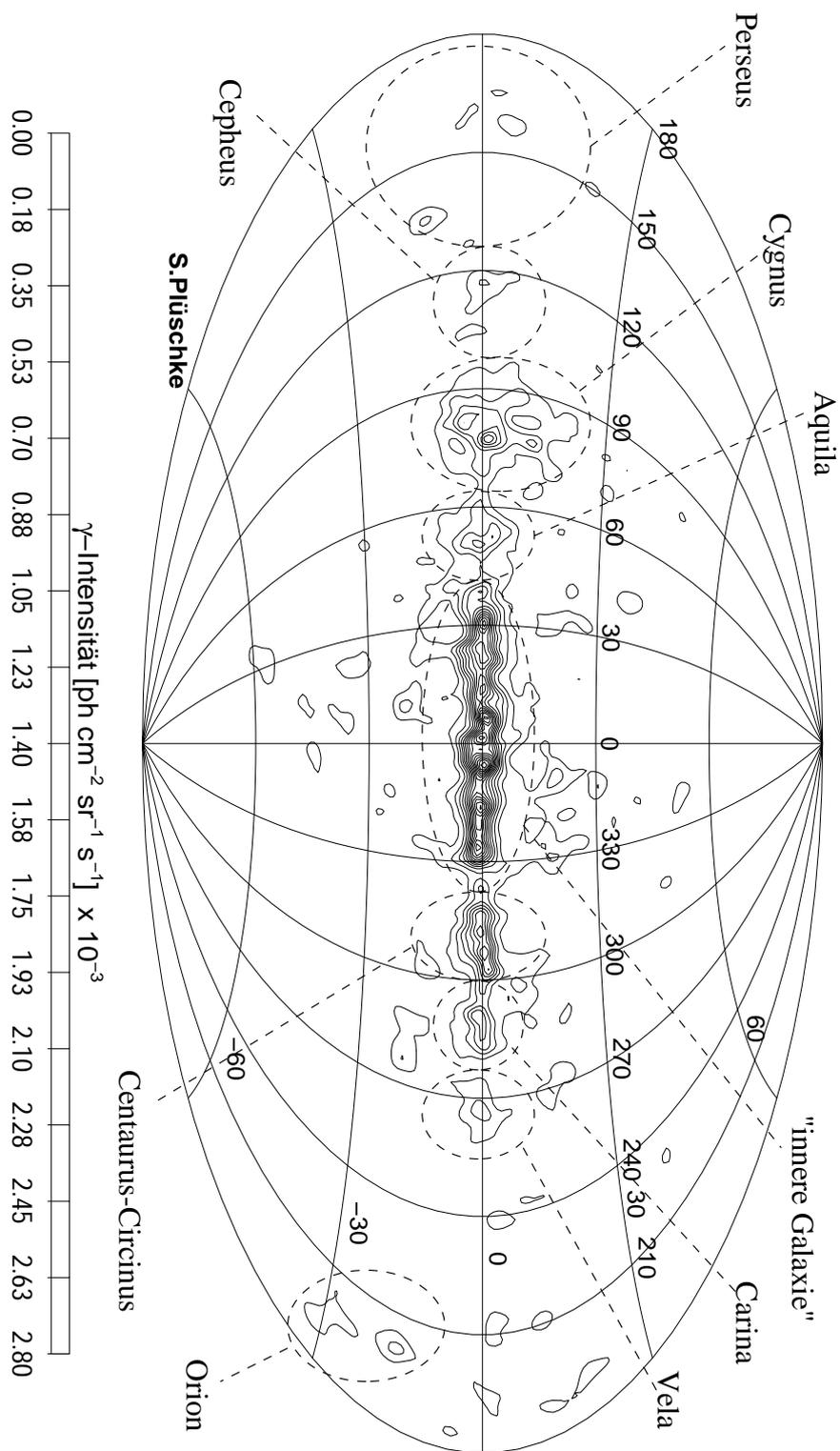


Abbildung 2.12: Maximum Entropie Iteration 7 der COMPTEL 1.809 MeV Himmeldurchmusterung: Basierend auf allen COMPTEL Beobachtungen zeigt diese Karte die galaktische 1.809 MeV Emission (17 Konturlinien) zusammen mit wichtigen Emissionsregionen.

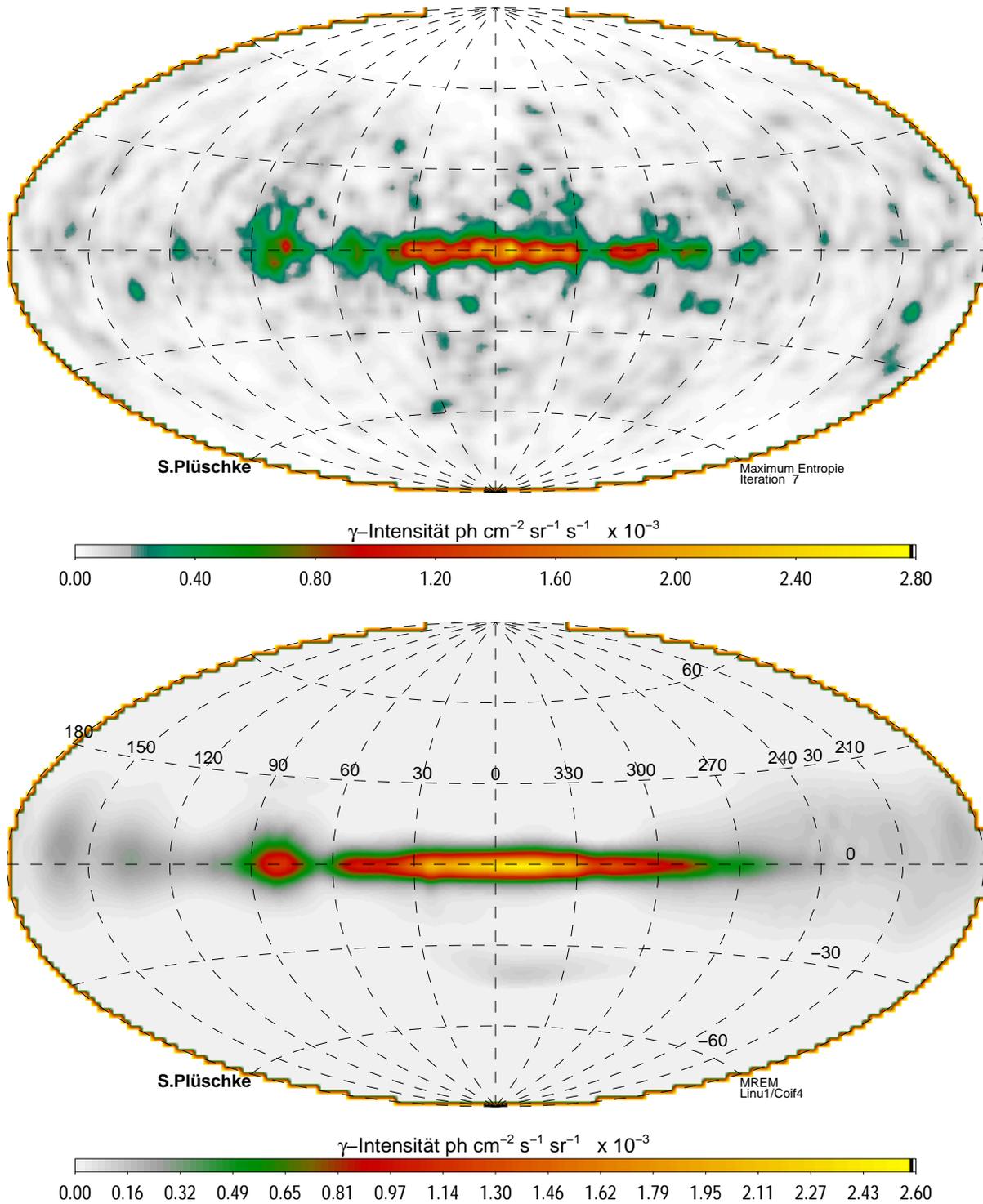


Abbildung 2.13: Gegenüberstellung der Maximum Entropie Karte (oben) mit der konvergierten Multi-Frequenz Karte (unten). Während die intensivsten Strukturen (innere Galaxie, Cygnus und Vela) in beiden Karten zu sehen sind, unterdrückt die MREM Karte alle weiteren Strukturen. Insbesondere sind in der MREM Karte keine signifikanten Emissionsstrukturen außerhalb der galaktischen Ebene sichtbar.

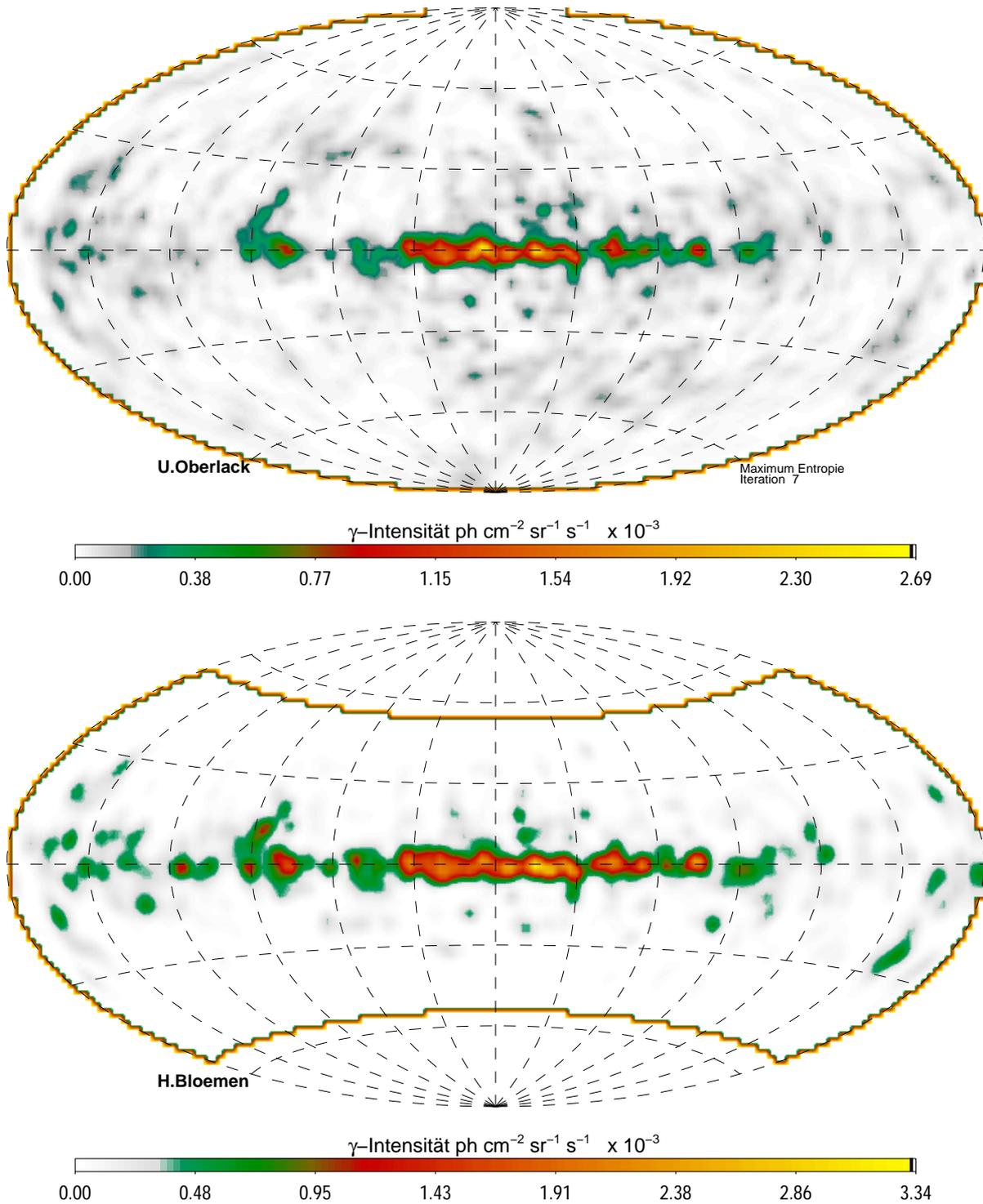


Abbildung 2.14: Gegenüberstellung der Maximum Entropie Karte (oben) (Oberlack (1997)) mit der aus der Maximum Likelihood Modellanpassung/Maximum Entropie Entfaltung stammenden Karte (unten) (Bloemen et al. (1999b)) für die Daten der Observationsperioden 0.1 bis 522.5.

Abbildung 2.14 stellt die aus der Maximum Entropie Rekonstruktion mit Linien-Hintergrund korrigiertem Nachbarenergie-Hintergrund erhaltene Karte der aus dem iterativen Prozeß von Kontinuumsmodelladaptation und Maximum Entropie Entfaltung resultierenden Karte der 1.809 MeV Emission gegenüber. Beide Methoden liefern geometrisch betrachtete nahezu identische Emissionsstrukturen. Im Gegensatz dazu liefert die zweite Methode allerdings sowohl in den auch von der MREM-Methode gefundenen Emissionsgebieten als auch in den nur in der Maximum Entropie Entfaltung auftretenden Strukturen signifikant höhere Intensitäten. Dies Eigenschaft hat sich bereits in der Diskussion der Unsicherheiten des Nachbarenergie-Hintergrundes abgezeichnet. Wahrscheinlich auf Grund der Beschränkung der Bildrekonstruktion auf galaktische Breiten innerhalb von $|\psi| \leq 50^\circ$ liefert die alternative Abbildungsmethode deutlich weniger Strukturen zu hohen Breiten hin. Besonders auffallend ist ferner das Auftreten einer intensiven Emissionsstruktur im Bereich der *Cepheus Region* ($\chi = 105^\circ \dots 120^\circ$), welche in anderen Rekonstruktionen allerhöchstens marginal sichtbar ist.

Schließlich erlaubt ein Vergleich der oberen Karten in den Abbildungen 2.13 und 2.14 einen Vergleich zwischen der von *Oberlack* (1997) erzeugten Karte mit meiner auf Basis aller COMPTEL Beobachtungen generierten Karte. Beide Karten stützen sich im wesentlichen auf eine identisch Behandlung der Daten. Unterschiede liegen nur in der unterschiedlichen Glättungsmethoden im Nachbarenergie-Hintergrund und der erweiterten Behandlung des instrumentellen Linienhintergrundes in meiner Analyse. Während die neuere Karte etwaige Strukturen im Längenbereich zwischen 120° und 180° mit deutlich niedrigerer Intensität aufweist, erscheint die Emission um das galaktische Zentrum insgesamt breiter. Dies könnte u.U. auf die Verschiebung der Maxima der effektiven Belichtung zurückzuführen sein. Während die der älteren Karte zu Grunde liegende Belichtung zwei nahezu identische Maxima im galaktischen Zentrum und bei etwa $\chi = 170^\circ$ aufweist, zeigt die effektive Belichtung der vollständigen Missionsdatenbank eine Verbreiterung des Maximums um das galaktische Zentrum und eine relative Abschwächung im Bereich um $\chi = 170^\circ$. Dadurch wird der Belichtungsgradient in der fraglichen Region insgesamt steiler.

2.4.3 Belichtungsgradienten und die 1.809 MeV Karte

Um mögliche Einflüsse einer inhomogenen Belichtung auf die Ergebnisse der Maximum Entropie Bildrekonstruktion zu untersuchen, habe ich ferner versucht durch geeignete Auswahl einzelner Observationsperioden eine Datenbasis mit homogener Belichtung zu generieren. Bedingt durch die Forderung nach astrophysikalisch relevanten Beobachtungszielen ist die überwiegende Mehrheit der COMPTEL Observationen auf Bereiche entlang der galaktischen Scheibe und u.a. in Richtung der Virgo Region durchgeführt worden. Daher muß das Ziel der Observationsauswahl im Sinne einer möglichst symmetrischen Belichtung der galaktischen Scheibe umformuliert werden. Dabei stellte sich zu dem heraus, daß in zwei Bereichen entlang der Scheibe (etwa bei 150° und 250° galaktischer Länge) nahezu keine direkten Beobachtungen durchgeführt wurden. Aus diesem Grund läßt sich eine vollständige Symmetrie nur bei Beschränkung auf sehr wenige Observationsperioden erreichen. Dies würde aber das resultierenden Rekonstruktionsergebnis auf Grund von statistischen Fluktuationen stark verfälschen. Abbildung 2.15 zeigt aus den ausgewählten Beobachtungsperioden resultierende effektive Belichtung. Die Belichtung variiert entlang der galaktischen Ebene um weniger als einen Faktor 1.2. In den Randbereichen bei Breiten nahe $\pm 30^\circ$ läßt sich ein stärkerer Gradient aus den obigen Gründen nicht vermeiden.

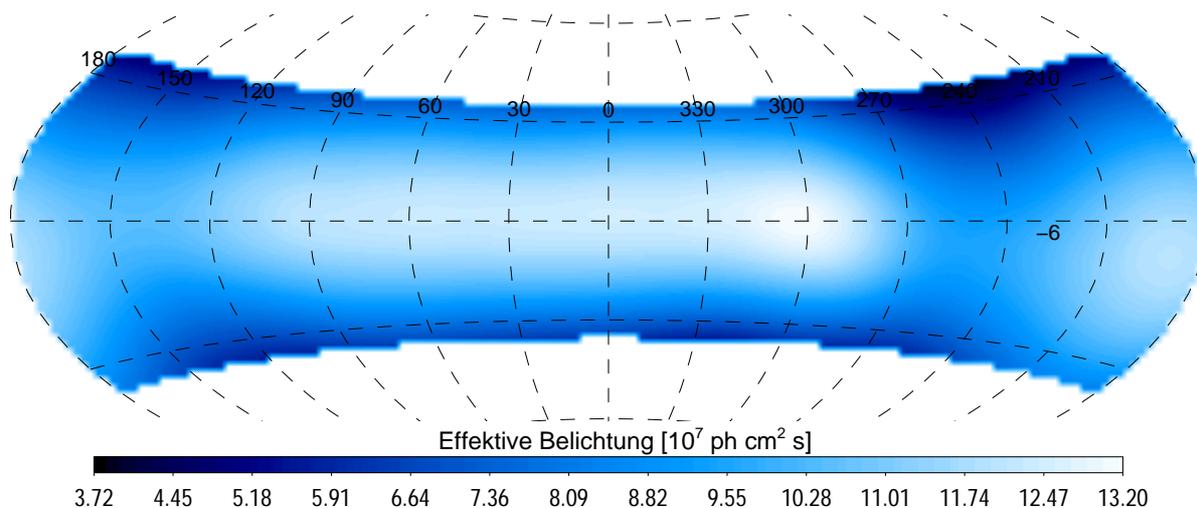


Abbildung 2.15: Basierend auf ausgewählten Beobachtungsperioden der gesamten Missionsdatenbank symmetrisierte Effektivbelichtung der galaktischen Ebene.

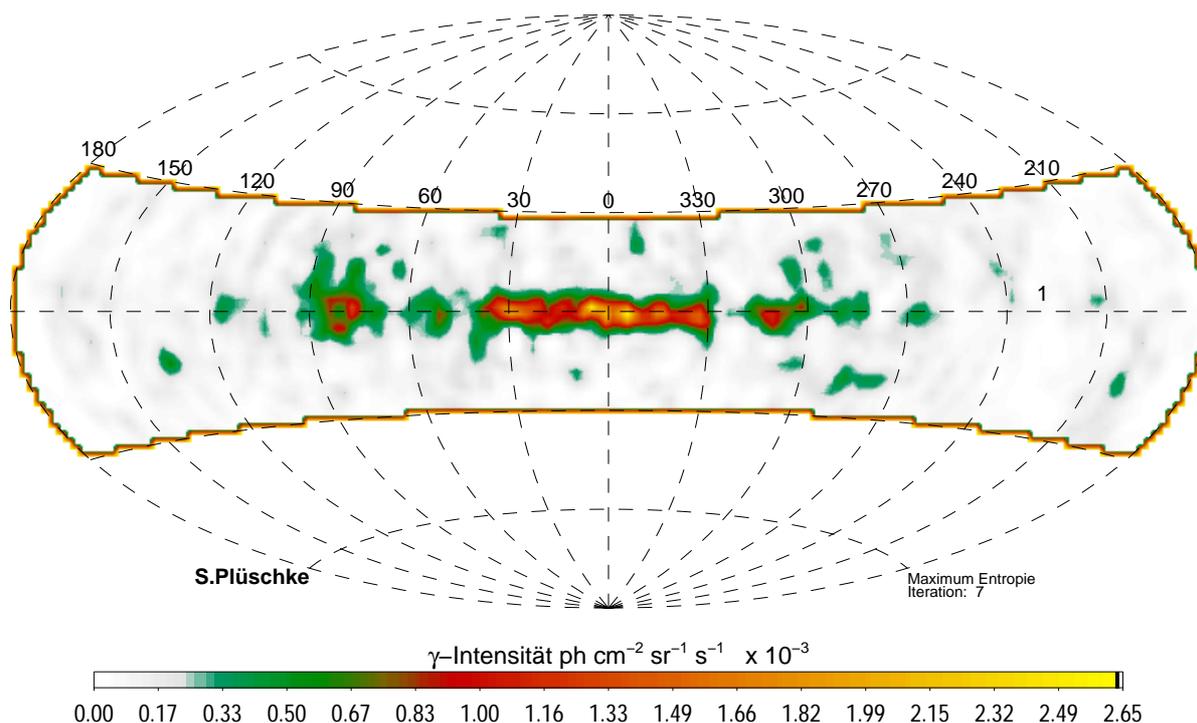


Abbildung 2.16: Maximum Entropie Bildrekonstruktion der 1.809 MeV Emission in den ausgewählten Beobachtungsperioden.

Ein Vergleich der so gewonnenen Karte (Abbildung 2.16) mit der vollständigen Maximum Entropie Karte (Abbildung 2.13 oben) zeigt, daß trotz der Beschränkung auf Beobachtungen entlang der galaktischen Scheibe ($|\psi| \leq 30^\circ$) und der zusätzlichen Symmetrisierung alle Strukturen nahezu identisch sind. Auch die rekonstruierten Intensitäten weichen nur unerheblich von einander ab. Die insgesamt in der Breite weniger ausgedehnten Emissionsstrukturen der symmetrisierten Karte lassen sich aus der Breitenbeschränkung erklären. Die Symmetrisierung führt ferner zu einer Reduktion der Emissionsstrukturen in der Carina-Vela Region.

2.5 1.809 MeV Flüsse, Emissionsprofile und Asymmetrien

2.5.1 1.809 MeV Flüsse verschiedener Regionen

Tabelle 2.3 faßt die Flußwerte für ausgewählte Bereiche der 1.809 MeV Karte zusammen. Während den Flußwerten der Multi-Frequenz Bildanalyse die Daten der konvergierten Rekonstruktion aus Abbildung 2.13 (unten) zu Grunde liegen, basieren die 1.809 MeV Flüsse der Maximum Entropie Rekonstruktion auf einer späten Iteration, in der zu Lasten der Bildqualität die Flußreproduktion konvergiert (*Oberlack* 1997). Die Fehler wurden auf Basis einer Fehlerkalibrationsformel *Knödlseeder* (1997) Gl. 3.23) durch statistische Anpassung an die größere Datenbasis bestimmt. Die resultierende Fehlerformel lautet dann:

$$\Delta f(\Omega) = \left(3.3 \cdot 10^{-5} \sqrt{\Omega} + 1.1 \cdot 10^{-6}\right) \cdot \sqrt{\frac{\mathcal{B}_{\text{Phase 1-5}}(\Omega)}{\mathcal{B}_{\text{Phase 1-9}}(\Omega)}} \quad (2.30)$$

In dieser Formel bezeichnet Ω den Raumwinkel des interessierenden Integrationsgebietes, Dabei ist anzumerken, daß bei kleinen Integrationsgebieten die erhaltenen Flüsse größeren Fehlern unterliegen können als bei großen Integrationsintervallen. Insbesondere im Falle der Perseus Region

Konstellation	Region [l_1, l_2][b_1, b_2]	MaxEnt		MREM	
		Fluß [$10^{-5} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	Sig.	Fluß [$10^{-5} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	Sig.
Vela-Pupis	[257.0, 273.0][−5.0, 5.0]	1.1 ± 0.37	3.0σ	1.8 ± 0.5	3.6σ
Carina	[281.0, 291.0][−4.5, 5.5]	1.1 ± 0.23	4.8σ	2.2 ± 0.4	5.5σ
Centaurus-Crux	[292.0, 302.0][−5.5, 4.5]	0.9 ± 0.23	3.9σ	1.4 ± 0.4	3.5σ
Centaurus-Circinus	[301.0, 325.0][−5.0, 5.0]	3.6 ± 0.55	6.5σ	6.4 ± 0.55	11.6σ
innere Galaxie	[328.0, 35.0][−5.0, 5.0]	24.0 ± 1.5	16σ	30.0 ± 1.5	20σ
gal. Zentrum	[350.0, 10.0][−5.0, 5.0]	8.3 ± 0.46	18σ	10.0 ± 0.46	21.7σ
Aquila	[40.0, 54.0][−10.0, 5.0]	2.2 ± 0.48	4.6σ	3.3 ± 0.5	6.6σ
Cygnus	[70.0, 96.0][−9.0, 25.0]	9.4 ± 2.0	4.7σ	10.3 ± 2.0	5.2σ
Cepheus	[110.0, 123.0][−7.0, 7.0]	1.2 ± 0.42	2.9σ	1.7 ± 0.42	4.0σ
Perseus	[125.0, 168.0][−17.0, 28.0]	5.4 ± 4.3	1.3σ	6.9 ± 4.3	1.6σ

Tabelle 2.3: Ausgedehnte Emissionsgebiete in der 1.809 MeV Himmelskarte und ihre Flüsse und Signifikanzen. Die Fehler und Signifikanzen wurden dabei mit Hilfe von Gleichung 2.30 bestimmt. Die Abgrenzungen der Regionen sind dabei in galaktischen Koordinaten angegeben.

erweist sich die in der Maximum Entropie Karte der rekonstruierte Fluß als wenig signifikant, während andere Regionen Signifikanzen von deutlich größer als 3σ aufweisen.

2.5.2 Das Breitenprofil

Aufschluß über die großskaligen Eigenschaften der galaktischen 1.809 MeV Emission und damit der Verteilung von interstellarem ^{26}Al liefert die Betrachtung der jeweiligen Breitenprofile. Die Untersuchungen der großskaligen Eigenschaften basierend auf früheren Versionen der COMPTEL 1.809 MeV Karten haben gezeigt, daß sich die beobachtete Intensitätsverteilung in erster Näherung bereits gut durch die Annahme einer exponentielle Scheibe modellieren lassen. Ein wichtiger Parameter ist dabei die Skalenhöhe der exponentiellen Scheibe. *Oberlack* (1997) hat aus der konvergierten Maximum Entropie Karte der ersten fünf Beobachtungsjahre eine Halbwertsbreite des Breitenprofils von $3.9^\circ \pm 1.2^\circ$ extrahiert. In analoger Vorgehensweise wurden

durch Integration über den Längenbereich zwischen -30° und $+30^\circ$ galaktischer Länge aus den rekonstruierten Intensitätsverteilungen f_{χ_0, ψ_0} der Maximum Entropie Entfaltung sowie der MREM-Karte der vollständigen Missionsdaten entsprechende Breitenprofile erzeugt. Die Halbwertsbreite wurde jeweils durch Anpassung einer Gauß- bzw. einer Lorentzkurve unter Berücksichtigung eines konstanten Offsets im Breitenintervall zwischen -20° und $+20^\circ$ bestimmt. Abbildung 2.17 zeigt in den beiden Teilbildern die jeweiligen Anpassungen zusammen mit den für die Fehlerbestimmungen notwendigen zugehörigen Anpassungen an die Bootstrap-Daten.

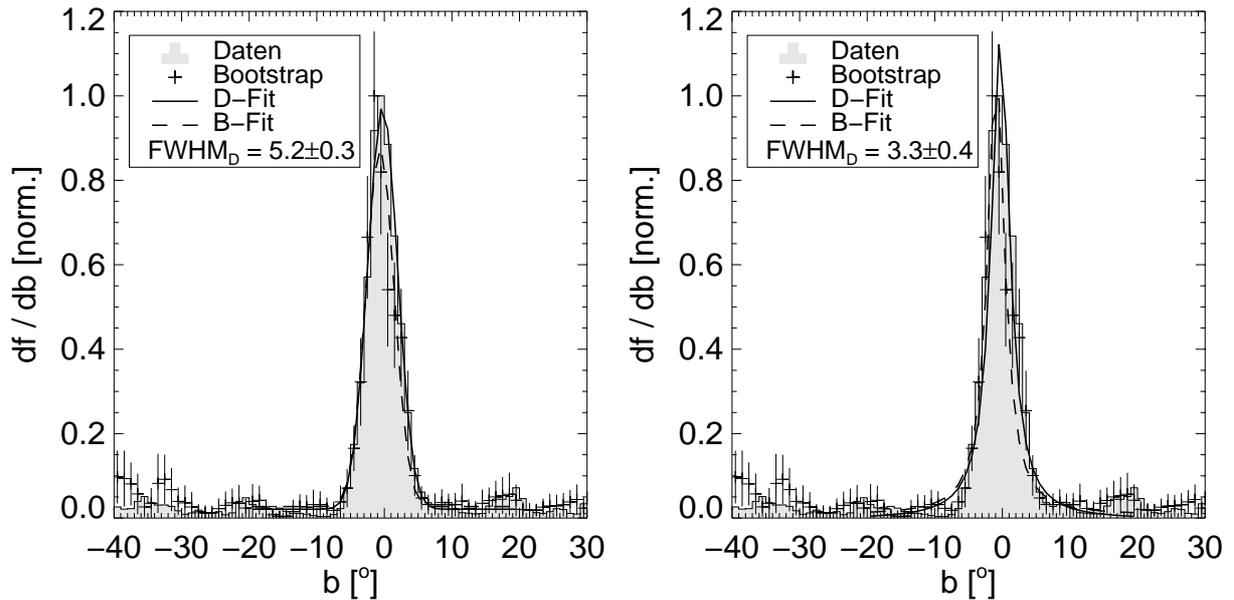


Abbildung 2.17: Normierte Breitenprofile der inneren Galaxie aus der 9-Jahres Maximum Entropie 1.809 MeV COMPTEL-Karte für $|l| \leq 30^\circ$. An das Profil wurden zur Bestimmung der Halbwertsbreite im Bereich $|b| \leq 20^\circ$ eine Gauß-Funktion (links) bzw. eine Lorentz-Kurve (rechts) angepaßt. Zusätzlich sind die entsprechenden Ergebnisse des Bootstrappings eingezeichnet.

Beide Anpassungen liefern zum einen deutlich signifikantere Ergebnisse als das mit den auf 5 Missionsjahre beschränkten Karten möglich war. Zum anderen sind in beiden Fällen die erhaltenen Halbwertsbreiten größer als in der Arbeit von *Oberlack* (1997) berichtet. Für die 9-Jahreskarte ergibt sich eine mittlere Halbwertsbreite des Breitenprofils der inneren Galaxis von $4.25^\circ \pm 0.50$. Wie *Oberlack* (1997) mit Hilfe einer Rekonstruktion einer exponentiellen Scheibe für die Maximum Entropie Rekonstruktion bereits gezeigt, sind die erhaltenen Halbwertsbreiten der rekonstruierten Karten nur obere Grenzen der wahren Halbwertsbreiten. Für ein Modell mit einer Halbwertsbreite von $\sim 2.7^\circ$ ergab die rekonstruierte Karte einen Wert von $\sim 4.1^\circ$, wobei die Halbwertsbreite des Modells einer Skalenhöhe von 180 pc entspricht. Im Vergleich mit den aus meinen Karten resultierenden Halbwertsbreiten folgt also eine Bestätigung der von *Oberlack* (1997) bestimmten Skalenhöhe der galaktischen 1.809 MeV Emission von ca. 180 pc.

Abbildung 2.18 zeigt die Überlagerung des Maximum Entropie Breitenprofils mit dem aus MREM-Rekonstruktion folgenden Breitenprofil der inneren Galaxis. Aus der MREM-Rekonstruktion folgt eine um $\sim 1^\circ$ signifikant breiteres Breitenprofil. Dieser Unterschied läßt sich auf die Glättung der MREM-Karte durch die Wavelet-Filterung zurückführen.

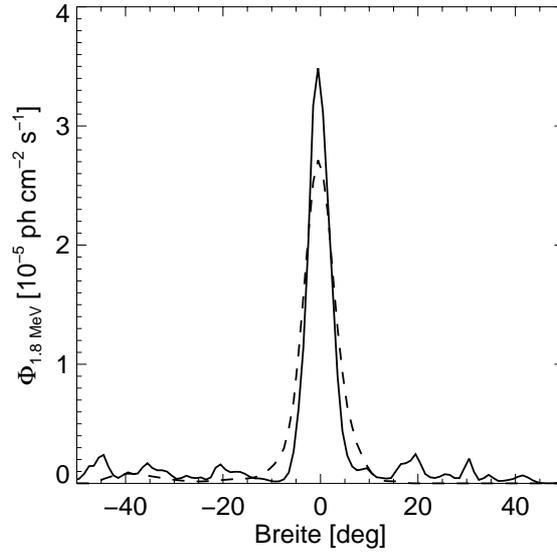


Abbildung 2.18: Breitenprofile der inneren Milchstraße der Maximum entropie Karte (durchgezogene Linie) sowie der MREM-Karte (gestrichelte Linie)

2.5.3 Das Längenprofil und seine Asymmetrie

Basierend auf den rekonstruierten Karten lassen sich analog zu den Breitenprofilen auch Längenprofile erstellen. Von besonderem Interesse ist dabei das Längenprofil entlang der galaktischen Scheibe. Dazu wurde die rekonstruierte Intensitätsverteilung in 10° breiten Längenintervallen zwischen Breiten von -5° und $+5^\circ$ integriert. Abbildung 2.19 zeigt das so gewonnene Längenprofil der Maximum Entropie Rekonstruktion. Wie die Untersuchung von *Oberlack* (1997) gezeigt hat, wird die Signifikanzbestimmung kompakter ^{26}Al -Emissionsgebiete durch das Auftreten starker Intensitätsoszillationen bei der Rekonstruktion ausgehnter diffuser Emission erschwert. Insbesondere die diffuse Emission aus Richtung der inneren Galaxie bedingt derartige Oszillationen. Direkte Signifikanzbestimmung für Strukturen mit Längenausdehnungen kleiner als 10° ist daher nicht möglich. Die im vorliegenden Fall gewählten $10^\circ \times 10^\circ$ großen Integrationsintervalle rechtfertigen die Anwendung der in Gleichung 2.30 angegebene Fehlerkalibration (*Knödlseder* 1997).

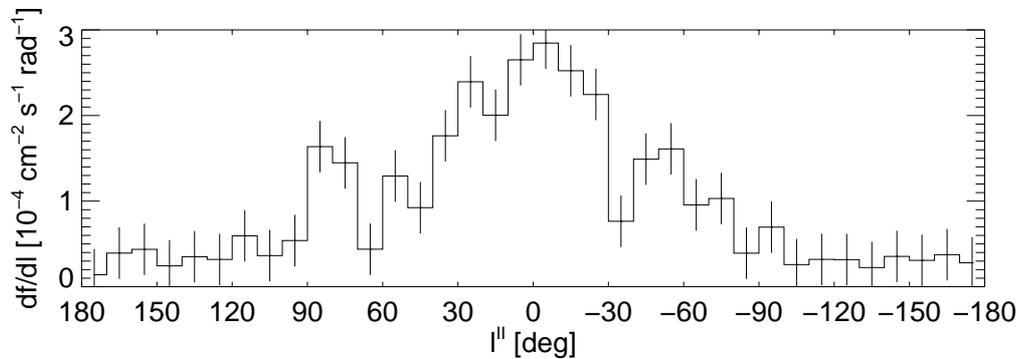


Abbildung 2.19: Längenprofil der MaxEnt ^{26}Al -Himmelskarte

Die MREM Bildrekonstruktion unterliegt im Gegensatz zur Maximum Entropie Entfaltung durch das Wavelet-Filter nicht der Bildung starker Oszillationen bei diffuser Emission. Andererseits führt die Wahl der Schwelle für das Filter zu einer systematischen Glättung des Profils.

Es ist also davon auszugehen, daß die aus der MREM Karte gewonnen Strukturen großskaliger erscheinen.

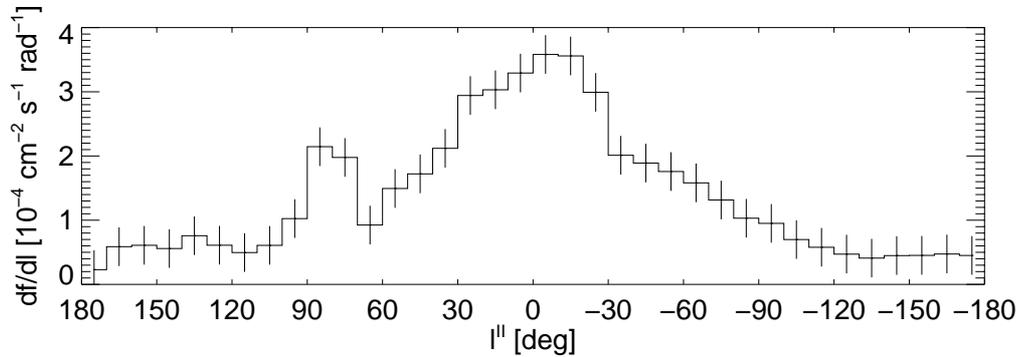


Abbildung 2.20: Längenprofil der MREM ^{26}Al -Himmelskarte

Von besonderem Interesse ist schließlich eine mögliche Asymmetrie der gefundenen Längenprofile zwischen östlichen ($0^\circ \leq \chi \leq 180^\circ$) und westlichen ($180^\circ \leq \chi \leq 360^\circ$) Längen. Ist die Entwicklungszeitskala von ^{26}Al -Quellen deutlich kürzer als die dynamische Zeitskala der galaktischen Rotation ($\tau_{\text{Rot}} \sim 10^8 \text{ yr}$), so kann lokale Sternentstehung zur Ausbildung von Asymmetrien im 1.809 MeV Längenprofil führen. Sterne mit Anfangsmassen über $7 M_\odot$ haben Lebensdauern von weniger als 50 Myr (Schaller et al. 1992, Meynet et al. 1994), d.h. Kernkollaps-Supernovae, Wolf-Rayet Sterne und massive AGB-Sterne können Asymmetrien im beobachteten Profil erklären. So können großskalige Strukturen wie die galaktischen Spiralarme (z.B. Taylor und Cordes (1993)) oder ein ausgehnter galaktischer Balken (z.B. Binney et al. (1991)) zu diesen Asymmetrien führen. Aber auch lokale Besonderheiten der Sonnenumgebung (z.B. der LOOP I (Malet et al. 1993) oder der Gould-Belt (Diehl et al. 1996)) können für Asymmetrien verantwortlich sein.

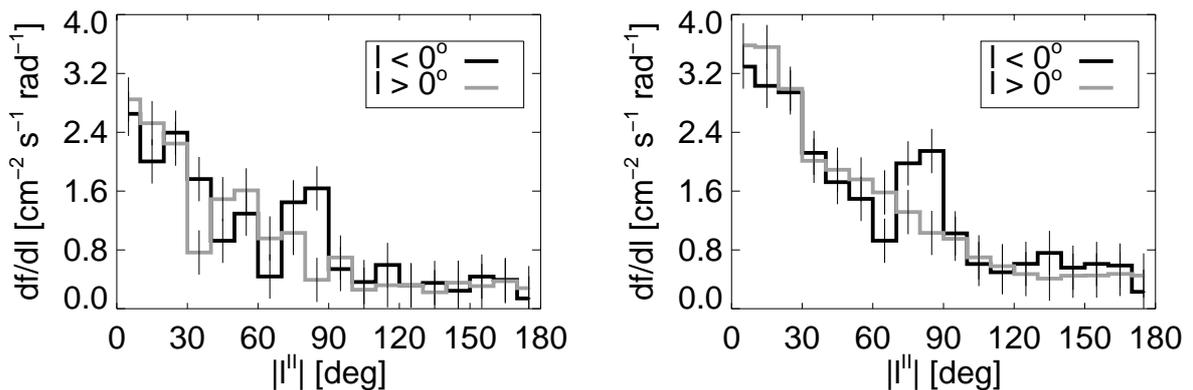


Abbildung 2.21: Vergleich der 1.8 MeV Emission in der galaktischen Ebene bei positiven (grau) und negativen (schwarz) Längen für die Maximum Entropie Karte (links) und die MREM Rekonstruktion (rechts).

Durch Spiegelung der Längenprofile aus Abbildung 2.19 und 2.20 entlang der Rotationsachse der Milchstraße erhält man eine Überlagerung der Flügel der Emissionsprofile (Abbildung 2.21). Die von Oberlack (1997) gefundene Asymmetrie bei negativen Längen (d.h. im Längenintervall zwischen 180° und 360°) zwischen -30° und -60° hat in der neuen Karte deutlich an Stärke ver-

loren, während die Asymmetrie der Cygnus Emission bei positiven Längen zwischen 70° und 90° erhalten bleibt. Durch die Verwendung eines gleitenden Integrationsintervalls von $10^\circ \times 10^\circ$ erhält man ein feiner aufgelöstes Längenprofil, bei dem allerdings nur Bins in Abständen von $\geq 10^\circ$ unabhängig sind. Eine Fehlerabschätzung erhält man auf Basis von 30 Bootstrap-Ensembles, wobei die Fehler mit \pm einer Standardabweichung der Flußwerte angegeben sind. Da bei niedrigen Flüssen die Verteilung signifikant von der Normalverteilung abweicht, ist die Signifikanz von möglichen Asymmetrien nicht durch einfaches Teilen von Fluß- und Fehlerwert zu erhalten. Oberlack (1997) hat dazu parallel die Simulation einer exponentiellen Scheibe mit der gleichen Methode ausgewertet. Abbildung 2.22 zeigt das mit dieser Methode gewonnene überlagerte Längenprofil im Falle der Maximum Entropie Karte. In dem so resultierenden Längenprofil tritt eine Asymmetrie zwischen negativen und positiven Längen bei $20^\circ \leq |l| \leq 40^\circ$ hervor. Die Signifikanz dieser Asymmetrie liegt bei ca. 2.5σ . Signifikanter ist die Asymmetrie zwischen der Cygnus und der Carina-Vela Emission, die sich bereits im gröber aufgelösten Profil gezeigt hat. Bei Integration über die Längenbereiche der Cygnus Region sowie des Carina-Vela Komplexes erhält man eine Signifikanz der Flußdifferenz von ca. 3.4σ .

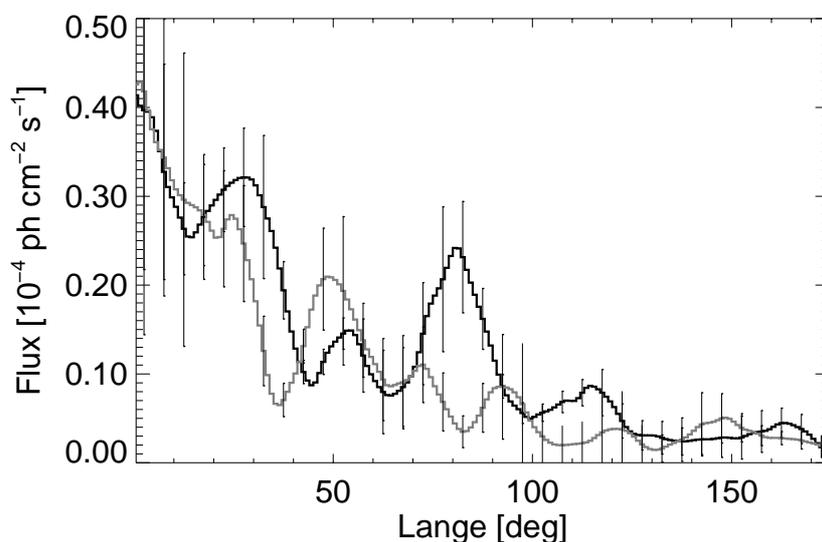


Abbildung 2.22: Längenprofil der MaxEnt ²⁶Al-Himmelskarte (II): positive Längen (punktiert); negative Längen (durchgezogen)

2.6 1.809 MeV Emission der Cygnus Region

Die signifikanteste „Einzelstruktur“ der 1.809 MeV Himmelskarten ist die Emission der Cygnus Region. Abbildung 2.23 zeigt Ausschnittvergrößerungen der Maximum Entropie Karte und der MREM Rekonstruktion.

Das Bild der Maximum Entropie Rekonstruktion zerfällt zwei jeweils ca. 5° große, intensiven Kernbereiche bei $(78.0^\circ; +3.0^\circ)$ und $(82.5^\circ; -3.0^\circ)$, die auf einem diffusen Untergrund sitzen. Die MREM Rekonstruktion zeigt ein ausgehntes Maximum ($\sim 20^\circ$) bei $(76.0^\circ; +1.0^\circ)$. Die Breitenausdehnung beider Karten weicht hingegen nur unerheblich von einander ab.

Abbildung 2.24 zeigt diesselbe Ausschnittsvergrößerung für die iML/ME-Karte der ersten fünf Missionsjahre (Bloemen et al. 1999b). Diese Karte zeigt die für Karten dieses Missionsabschnittes typische Dreiteilung (Oberlack 1997, Knödlleder 1997) der Emissionsstruktur in ein Maximum bei $(77.0^\circ; -1.0^\circ)$ und zwei weniger intensive Maxima bei $(90.0^\circ; -1.0^\circ)$ und $(86.5^\circ; +12.0^\circ)$.

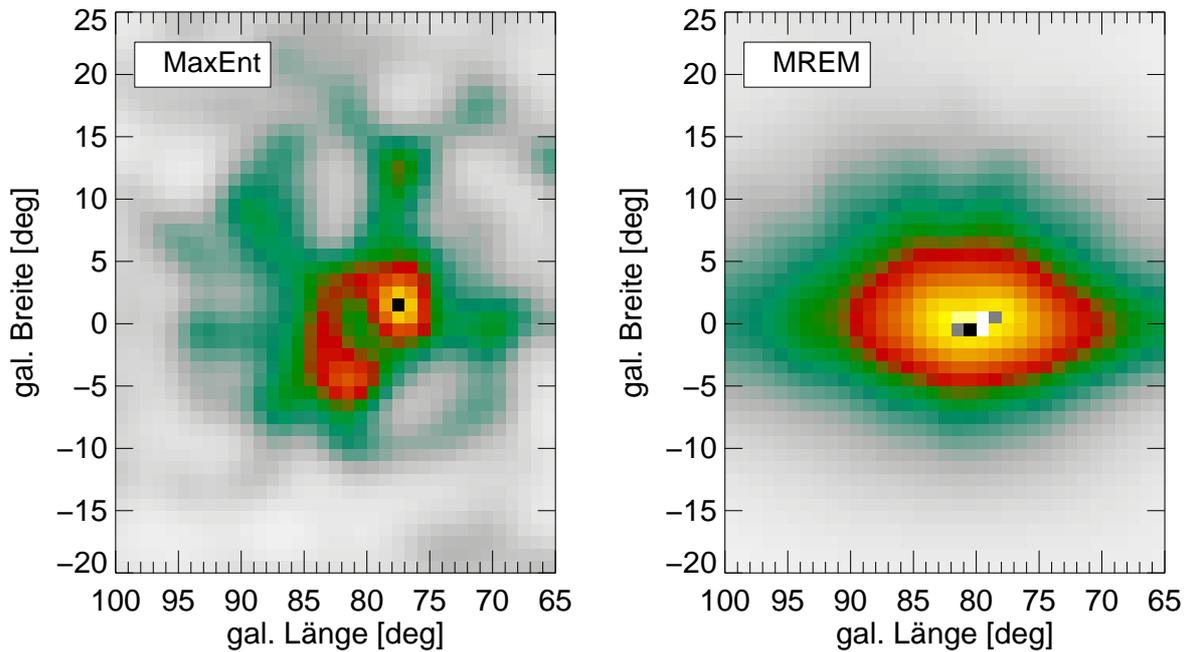


Abbildung 2.23: Ausschnittvergrößerungen der MaxEnt (links) und MREM (rechts) Karte in der Cygnus Region

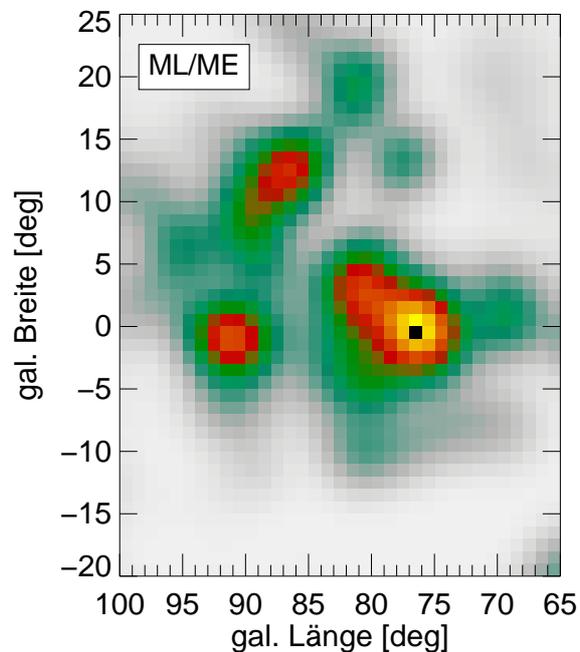


Abbildung 2.24: Ausschnittvergrößerungen der iML/ME Karte in der Cygnus Region; beachte: Datenbasis ist auf die ersten 5 Missionsjahre beschränkt.

Der breitere Untergrund wenig intensiver 1.809 MeV Emission zeigt zu dem die Ausbildung eines „Sporns“ bis zu galaktischen Breiten von etwa $+23.0^\circ$. Dieser Sporn scheint durch die breitere Datenbasis meiner neuen Karten in eine symmetrischere Verteilung übergegangen zu sein. Dies

läßt sich auf das Abnehmen von Belichtungsgradienten in der Cygnus Region zurückführen. Insbesondere während der Beobachtungszyklen 6 bis 8 wurden häufiger Beobachtungen durchgeführt, in welchen die Cygnus Region im COMPTEL Gesichtsfeld lag. Für die oben definierten Emissionsstrukturen leiten sich aus meinen Karten folgende Flußwerte ab:

Bezeichnung	Region $[l_1, l_2][b_1, b_2]$	MaxEnt		MREM	
		Fluß $[10^{-5} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$	Sig.	Fluß $[10^{-5} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$	Sig.
Cygnus West	[70.0, 86.0][−7.0, 7.0]	4.1 ± 1.20	3.4σ	4.9 ± 1.25	3.9σ
Cygnus Ost	[86.0, 97.0][−6.0, 9.0]	1.7 ± 0.90	1.9σ	2.0 ± 0.90	2.2σ
Cygnus Arc	[76.0, 94.0][9.0, 23.0]	2.1 ± 1.6	1.3σ	2.1 ± 1.6	1.3σ

Tabelle 2.4: Analog zu Tabelle 2.3 sind hier die Flußwerte und ihre Signifikanzen für die identifizierten Strukturen der Cygnus Region aufgelistet. Die Definition der Unterregionen geht dabei auf die Unterteilung der 5-Jahres-MaxEnt-Karte von Oberlack (1997) zurück.

2.7 Zusammenfassende Bewertung der neuen Karten

Die vollständige, abbildende Auswertung der COMPTEL Missionsdatenbasis für die 1.809 MeV Linienstrahlung bestätigt die bereits früher mit reduzierter Datenbasis gefundenen Emissionsstrukturen. Lediglich in Bereichen niedriger Intensität unterscheiden sich Karten in ihren Strukturen, was auf statistische Fluktuationen und ihren Einfluß auf die Bildrekonstruktion zurückzuführen ist. Auch die extrahierten Flußwerte für verschiedene Regionen stimmen gut mit den früher bestimmten Werten überein. Auf Grund der deutlich größeren Datenbasis sind die Flußwerte meiner Rekonstruktion jedoch signifikanter als in älteren Veröffentlichungen.

Auf dieser Bestätigung der frühen COMPTEL Karten der galaktischen ^{26}Al -Verteilung aufbauend erscheint die im weiteren zu Grunde liegende Annahme massereicher Sterne als dominante ^{26}Al -Quellen als gerechtfertigt.

Kapitel 3

Evolution massereicher Sterne, Nukleosynthese und das ISM

Die COMPTEL-Beobachtungen der galaktischen 1.809 MeV-Intensitätsverteilung haben im Laufe der neun Missionsjahre die Hypothese erhärtet, wonach massereiche Sterne und die aus ihnen resultierenden Kernkollaps-Supernovae die dominanten Quellen für interstellares ^{26}Al sind. Wie bereits im Einleitungskapitel formuliert, soll die nähere Untersuchung dieses Synthesezweigs im Zusammenhang mit anderen beobachtbaren Einflüssen massereicher Sterne auf das sie umgebende Medium Ziel dieser Arbeit sein. Insbesondere erscheinen lokale Ansammlungen junger, massereicher Sterne, wie sie in jungen Sternhaufen und vor allem in OB Assoziationen gefunden werden, geeignete Laboratorien für eine derartige Untersuchung zu sein, da sich die zu erwartenden, mit der Aktivität massereicher Sterne verbundenen Phänomene jeweils durch Überlagerung vieler Quellen verstärken, und so eine bessere Beobachtbarkeit gewährleistet ist. Diese Verstärkung ist jedoch auch mit zusätzlichen Komplexitäten verbunden, da Sterne in verschiedenen Entwicklungszuständen in den jeweiligen Überlagerungen unterschiedlich beitragen können. Neben möglicherweise unterschiedlichen Altern der Assoziationsmitglieder führen insbesondere die sich mit den anfänglichen Sternparametern (Anfangsmasse, Rotationszustand, chemische Zusammensetzung usw.) variierenden Entwicklungspfade zu einer Diversität der Quellen zu einer fest gewählten Zeit. Diese zusätzliche Komplexität läßt sich im Rahmen von parametrisierten Modellen behandeln. Doch bevor ich in Kapitel 4 meine Modellansätze diskutiere, soll zunächst das astrophysikalische Bild massereicher Sterne - ihrer Entwicklung und Wechselwirkung mit dem sie umgebenden Medium - zusammengestellt werden. Dies ist insbesondere für die Herleitung meiner Beschreibungen einzelner Modellkomponenten und der Abschätzung systematischer Unsicherheiten dieser Beschreibungen von großer Bedeutung.

Die Beschreibung des astrophysikalischen Bildes der Entwicklung und Wechselwirkung massereicher Sterne gliedert sich in drei Abschnitte. Zunächst wird in Abschnitt 3.1 die Evolution und Nukleosynthese massereicher Sterne mit dem Schwerpunkt der Synthese und Freisetzung langlebiger, radioaktiver Nuklide (^{26}Al und ^{26}Fe) diskutiert. Die alternative Syntheseweige - AGB Sterne und Novae - werden der Vollständigkeit halber nur kurz im Anhang diskutiert, da diese Quellen im Zusammenhang der untersuchten Hypothese keine Rolle spielen. Viele der beobachtbaren Auswirkungen der Aktivität massereicher Sterne gehen allerdings auf Wechselwirkungen sogenannter primärer Observablen, deren Ursprung der Stern selbst ist, mit dem umliegenden interstellaren Medium zurück. Zum Beispiel läßt sich der Ionisationszustand interstellarer Materie, der durch Rekombinationsstrahlung, charakteristische Anregungslinien oder aber thermische Bremsstrahlung beobachtet werden kann, auf die Emission photoionisierender Strahlung durch massereiche Sterne zurückführen. Auf Grund der starken Absorption dieser Strahlung ist diese nicht direkt beobachtbar, es muß daher auf sekundäre Observablen und indi-

rekte Deduktion zurückgegriffen werden. Dies gilt auch für die Effekte des Eintrags kinetischer Energie durch Sternwinde und Supernovae. Abschnitt 3.2 stellt daher die im Zusammenhang dieser Arbeit wichtigen Wechselwirkungen einzelner massereicher Sterne mit dem zirkumstellaren Medium zusammen. Der abschließende Abschnitt diskutiert schließlich die Modifikationen, die sich durch die Betrachtung von Sterngruppen ergeben. Neben den Auswirkungen auf sekundäre Observablen ist insbesondere der Sternentstehungsprozeß in diesem Zusammenhang von Bedeutung. In den vorhergehenden Abschnitten war es nicht von Bedeutung, daß Sterne bezüglich ihrer Anfangsmasse einer Verteilung unterliegen. Auch war ein möglicher Altersunterschied auf Grund unterschiedlicher Entstehungszeitpunkte völlig belanglos. Bei der Betrachtung von ganzen Populationen werden diese die Population charakterisierenden Parameter aber von zentraler Bedeutung sein. So daß für die angestrebte Modellierung auf eine derartige Diskussion nicht verzichtet werden kann.

3.1 Massereiche Sterne - Evolution und Emission

3.1.1 Die Entwicklung isolierter Einzelsterne

3.1.1.1 Der Aufbau massereicher Sterne

In seinem 1926 erschienen Buch *The Internal Constitution of the Stars* beschrieb A.S. Eddington den inneren Aufbau der Sterne basierend auf einer Verschmelzung der Theorie der Gaskugeln (J.H. Lane 1870, A. Ritter 1878-89 und R. Emden 1907) mit der Bohrschen Theorie vom Aufbau der Atome. Bereits 1919/20 wiesen Eddington und J. Perrin darauf hin, daß die bislang für Sterne in Betracht gezogenen mechanischen und radioaktiven Energiequellen¹ bei weitem nicht zur Deckung der Strahlungsleistung der Sonne ausreichen. Vielmehr würden die Sterne ihrer Meinung nach ihre Energie aus *nuklearen* Reaktionen beziehen. H. Bethe gelang es schließlich 1938, die für die stellare Energiegewinnung bei $T = 10^6 \dots 10^8$ K ablaufenden Kernreaktionen zu identifizieren und zu berechnen. Gestützt wurde diese Theorie durch Laborexperimente von A. Fowler, der in den 30er Jahren Wirkungsquerschnitte einzelner Kernreaktionen bei niedrigen Protonenenergien vermessen hatte.

Eine zentrale Rolle in der Theorie des inneren Aufbaus der Sterne spielt die Annahme eines *hydrostatischen Gleichgewichts der Sternmaterie*. In diesem Bild wird der von außen wirkende Gravitationsdruck durch den inneren Gesamtdruck ausgeglichen, so daß sich eine stabile Konfiguration ergibt. Mit dem Zusammenhang von Druck und Dichte in der Form $P \propto \rho^\Gamma$ findet man folgende Bedingung für die Stabilität:

$$\frac{\langle \frac{dP}{dr} \rangle}{\langle F_{grav} \rangle} \propto R^{-3(\Gamma - \frac{4}{3})} \quad (3.1)$$

Für eine stabile Konfiguration muß also $\Gamma > 4/3$ gelten. Für adiabatische Zustandsänderungen eines einatomigen, idealen Gases gilt $\Gamma \equiv \gamma = 5/3$, was Stabilität bedeutet. Da Wasserstoff und Helium im Sterninneren vollständig ionisiert vorliegen, erscheint die Annahme der idealen Gasnäherung gerechtfertigt. Werden jedoch z.B. innere Freiheitsgrade der Gasteilchen angeregt, sinkt Γ unter Umständen auf Werte kleiner als $4/3$, so daß ein Kollaps einsetzen kann. Dieser Kollaps findet angenähert frei-fallend statt, d.h. auf einer Zeitskala $t_{ff} \simeq \sqrt{(G\rho)^{-1}}$. Der stabile Sternaufbau läßt sich nun mit Hilfe der folgenden vier gekoppelten Differentialgleichungen

¹Bereits H. v. Helmholtz (1854) und Lord Kelvin (1861) hatten gezeigt, daß die Gravitationsenergie der Sonne zusammen mit ihrer Strahlungsleistung auf eine Zeitskala von $\sim 10^7$ yr führen.

berechnen:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (3.2)$$

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{G \cdot M(r)}{r^2} \quad (3.3)$$

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon \quad (3.4)$$

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa\rho}{4acT^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2} + \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} \quad (3.5)$$

Gleichung 3.2 ist die Kontinuitätsgleichung, Gleichung 3.3 beschreibt das hydrostatische Gleichgewicht, während Gleichung 3.4 das thermische Gleichgewicht wiedergibt. Die vierte Gleichung beschreibt den Energietransport, wobei zwei unterschiedliche Mechanismen Berücksichtigung finden. Der erste Term in Gleichung 3.5 gibt den Strahlungstransport wieder, während der zweite Term den Energietransport auf Grund von Konvektion beschreibt. In diesen Gleichungen bezeichnet $M(r)$ die in der Kugel mit dem Radius r eingeschlossene Masse des Sterns, ρ die Dichte der Sternmaterie, P den Druck, G die Gravitationskonstante, $L(r)$ die Leuchtkraft und T die Temperatur. Zu diesen Grundgleichungen treten ferner noch die Zustandsgleichung und die Materialgleichung der Sternmaterie, welche die nukleare Energieerzeugungsrate ϵ , die Opazität κ und das Verhältnis der spezifischen Wärmen γ mit zwei der drei Zustandsgrößen P , T oder ρ verknüpfen.

Die oben wiedergegebenen Gleichungen machen implizit die Annahme, daß der Strahlungsdruck gegenüber dem Gasdruck zu vernachlässigen ist. Dies gilt nicht für sehr heiße und massive Sterne. In diesem Fall müssen die Grundgleichungen entsprechend modifiziert werden und der Strahlungstransport explizit mitberechnet werden, was nur mit aufwendigen numerischen Methoden möglich ist. In neuerer Zeit sind hier erhebliche Anstrengungen unternommen worden, auf die im Zusammenhang mit der Nukleosynthese von ^{26}Al eingegangen wird.

Die innere, nukleare Energieerzeugung der Sterne ist eng mit den Energietransportmechanismen und der inneren Temperaturstruktur der Sterne verbunden. Neben dem auf Strahlungstransport beruhenden Energiefluß kennt man als weiteren bedeutenden Energietransportmechanismus die *Konvektion*, hierbei wird die Energie in Form von kinetischer und thermischer Energie von Materieströmungen transportiert. Während der Strahlungstransport keinen Temperaturgradienten benötigt, wird die Konvektion durch das Vorhandensein eines Temperaturgradienten ausgelöst. Neben der thermisch bedingten Konvektion können auch chemischen Gradienten ähnlich einer Diffusion zu einem konvektiven Energietransport führen, man spricht hier von *Semikonvektion*. Die Konvektion ist auch im Zusammenhang der Nukleosynthese auf Grund des Materietransports von großer Bedeutung, daher soll eine weitere Betrachtung dieses Phänomens auf diesen Kontext verschoben werden. Es sei lediglich angemerkt, daß, falls Konvektion in einem Stern von Bedeutung ist, der Energietransport auf Grund von Strahlungsprozessen deutlich durch den Konvektionseffekt dominiert wird. Für den Energietransport durch Strahlung findet man:

$$F = -\frac{c}{3\kappa\rho} \frac{d}{dr} (aT^4) \quad \rightarrow \quad L(r) = 4\pi r^2 F = -\frac{16\pi acr^2}{3} \frac{T^3}{\kappa\rho} \frac{dT}{dr} \quad (3.6)$$

Auf Basis der Leuchtkraft kann eine obere Grenze für die Stabilität angegeben werden. An der sogenannten *Eddington Grenze* ist der nach außen gerichtete Strahlungsdruck ebenso groß wie der nach innen gerichtete Gravitationsdruck, für größere Strahlungsintensitäten wird der Stern also instabil. Die so festgelegte maximale Leuchtkraft L_{Edd} stellt also die obere Grenze der Leuchtkraft von stabilen Sternen dar:

$$L_{\text{Edd}} = 4\pi G c \frac{M}{\bar{\kappa}} = 2.5 \cdot 10^5 \frac{M}{\bar{\kappa}} \quad (3.7)$$

In dieser Beziehung ist $\bar{\kappa}$ der mittlere Massenabsorptionskoeffizient der Sternmaterie. *Langer et al.* (1997) hat gezeigt, daß stellare Rotation zu einem Überschreiten der Stabilitätsgrenze selbst für Leuchtkräfte unterhalb des Eddington-Limits führt. Diese Stabilitätsgrenze wird nach dem Formelzeichen für die Winkelgeschwindigkeit der Rotation auch Ω -Limit genannt.

3.1.1.2 Energieproduktion in Sternen

Die nukleare Energieerzeugungsrate kann im Grunde auf einfache Weise abgeschätzt werden. So erhält man für eine der fundamentalen Reaktionen, der Verschmelzung von 4 Protonen in einen ^4He -Kern unter Anwendung der Einsteinschen Masse-Energie-Relation auf die Massendifferenz eine freigesetzte Energie von 26.73 MeV pro Reaktion. Berücksichtigt man die Emission von Neutrinos mit einem mittleren Energieverlust von 0.5 MeV, so erhält man eine Energie von 26.23 MeV pro Reaktion. Allgemeiner kann für eine Reaktion der Form $a(A,B)b$ die Energieerzeugungsrate ϵ mit der Reaktionsrate $p = n_a n_A \langle \sigma v \rangle$ zu $\epsilon = Q p \rho^{-1}$ abgeschätzt werden. Dabei bedeutet v die Relativgeschwindigkeit der Reaktanden und σ ihren Wirkungsquerschnitt. Untersucht man Kernreaktionen mit dem Ziel der Abschätzung der Energieerzeugungsrate auf diesem allgemeinen Niveau, so können folgende Fakten festgehalten werden:

1. Ein Energiegewinn durch Kernverschmelzung ist grundsätzlich nur bis zu Nukliden der Eisenperiode möglich, da ihre Nuklide die höchste Bindungsenergie pro Nukleon aufweisen. Mit anderen Worten, die Fusion schwerer Elemente setzt keine Energie frei, im Gegenteil es wird Energie benötigt (siehe dazu das Diagramm rechts oben in Abbildung 1.1).
2. Wegen der geringen Reichweite der Kernkräfte müssen die Reaktanden erst die *Coulomb-Barriere* überwinden, um eine Verschmelzung zu erzielen. Dabei liegt diese Barriere im Bereich einiger MeV, während die mittlere kinetische Energie der Stoßpartner bei einer Temperatur von 10^8 K sich bei einer Größenordnung von 0.01 MeV bewegt. Aus diesem Grund ist eine Reaktion nur Dank des quantenmechanischen Tunneleffektes möglich. Dies führt zu einer sehr starken Temperaturabhängigkeit der möglichen Kernreaktionen, man spricht daher auch - speziell bei Kernen mit höherem Z - von der sogenannten Zündtemperatur, ab der eine Fusion überhaupt erst möglich wird.
3. Bei nicht vollständig ionisierten Plasmen wird die Coulomb-Barriere durch die verbliebene Elektronenhülle abgeschirmt. Dieser Effekt kann im Rahmen der *Debye-Theorie* behandelt werden.

Die Energieerzeugungsrate kann so unter Berücksichtigung aller bei gegebener Temperatur T und Dichte ρ ablaufenden Reaktionen durch

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \epsilon(\rho(r), T(r)) \quad (3.8)$$

berechnet werden.

Im Detail verläuft die Energieerzeugung im Sterninneren auf wesentlich komplexere Weise ab. Dabei können verschiedene Brennphasen unterschieden werden, welche durch Phasen der Kontraktion und damit der Dichte- und Temperaturerhöhung des Kernbereichs unterbrochen sind. Diese Kontraktionsphasen sind instabile Zustände, in denen der Stern seinen Energiebedarf aus der freiwerdenden Gravitationsenergie deckt. Mit dem Virialsatz und unter Berücksichtigung der Abstrahlung findet man:

$$2\delta E_T + \delta E_G = 0 \quad \text{sowie} \quad \delta E_T + \delta E_G = L \delta t \quad (3.9)$$

Die Zeitskala dieser Kontraktion entspricht nach dem Virialsatz der Relaxationszeit des Systems und wird *Kelvin-Helmholtz-Zeit* τ_{KH} genannt:

$$\tau_{KH} = \frac{1}{2} \frac{E_{pot}}{L} \approx \frac{G \cdot M^2}{R \cdot L} = 3 \cdot 10^7 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{R_{\odot}}{R} \right) \left(\frac{L_{\odot}}{L} \right) [\text{yr}] \Rightarrow \tau_{KH} \propto M^{2.5} \quad (3.10)$$

Mit der gravitativen Energieerzeugungsrate findet man schließlich für diese Kontraktionsphasen:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \left(\epsilon - \frac{3}{2} \frac{k}{\mu m_u} \frac{dT}{dt} + \frac{P}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} \right) \quad (3.11)$$

Die erste Brennphase des stellaren Kerns nennt man **Wasserstoffbrennen**², da bei den hier ablaufenden Kernreaktionen im wesentlichen Protonen (Wasserstoffkerne) zu Heliumkernen fusioniert werden. Wasserstoffbrennen setzt bei typischen Temperaturen von $4 \cdot 10^6$ K und Dichten von einigen 10^2 g cm^{-3} mit den sogenannten *Proton-Proton-Ketten* oder kurz *pp-Ketten* ein (Abbildung 3.1).

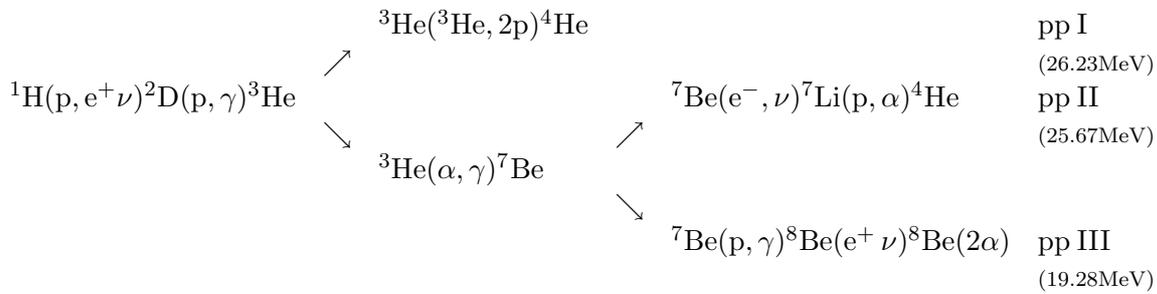


Abbildung 3.1: Proton-Proton-Ketten des Wasserstoffbrennens; die bei jedem Pfad freiwerdende Energie ist am jeweiligen Pfadende in Klammern angegeben.

Bereits 1938 konnten H. Bethe und C.F. v. Weizsäcker zeigen, daß sich bei höheren Temperaturen und Dichten ein zweiter Pfad für die Fusion von Wasserstoff zu Helium eröffnet. Bei diesem als *CNO-Trizyklus* bezeichnete Prozeß nehmen die Elemente C, N und O zwar an der Reaktion teil und bestimmen die Reaktionsgeschwindigkeit ganz wesentlich, dienen aber letztlich nur als Katalysatoren. Ab Zentraltemperaturen von etwa $1.8 \cdot 10^7$ K dominiert der CNO-Zyklus das Wasserstoffbrennen. Die Energiegewinnung im CNO-Zyklus erfolgt in erster Linie im Haupt- oder CN-Zyklus (Abb. 3.2). Dabei wird pro Durchlauf eine Energie von 24.97 MeV freigesetzt. Die Nebenzyklen werden nur dann relativ häufiger durchlaufen, wenn in der Protoneneinfangreaktion auf ^{15}N statt eines α -Partikels ein γ -Quant freigesetzt wird. Bei Temperaturen zwischen $5 \cdot 10^7$ und 10^8 K werden im CNO-Zyklus die ursprünglichen C, N und O Anteile zunehmend in ^{14}N umgesetzt.

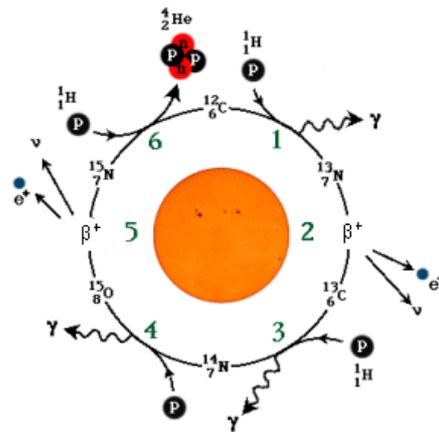


Abbildung 3.2: CNO-Hauptzyklus nach Bethe und Weizsäcker 1938

²H. Bethe schlug 1939 vor, daß die schwache Wechselwirkung die Fusion zweier Protonen unter Umwandlung eines dieser Protonen in ein Neutron zu Deuterium ermöglichte [*Phys. Rev.* **55**:103, 434 (1939)].

Im stationären Zustand sind die Häufigkeitsverhältnisse der beteiligten Isotope durch die Geschwindigkeit der Teilreaktionen festgelegt. Man spricht von einem radioaktiven Gleichgewicht. Diese Eigenschaft des Gleichgewichtsbrennens spielt im Zusammenhang der Nukleosynthese und der chemischen Entwicklung des Sterns eine bedeutende Rolle.

Die Phase des zentralen Wasserstoffbrennens eines Sterns wird mit seinem Verweilen auf der Hauptreihe gleichgesetzt. Die *Verweildauer* auf der Hauptreihe τ_{HR} hängt einerseits vom Energievorrat, d.h. Wasserstoffvorrat, ab, der proportional zur Sternmasse ist, andererseits ist sie umgekehrt proportional zum Energieverlust, also zur Leuchtkraft. Es gilt also $\tau_{\text{HR}} \propto M/L$. Unter Berücksichtigung der Masse-Leuchtkraft-Beziehung findet man so $\tau_{\text{HR}} \propto M^{-2}$ oder $\tau_{\text{HR}} \propto L^{-2/3}$. Mit der *nuklearen Zeitskala* τ_{N} , die sich aus dem Quotienten der maximal freisetzbaren Kernenergie und der Leuchtkraft ergibt, und den Ergebnissen detaillierter Sternmodelle, die zeigen, daß sich ein massereicher Stern schon bei Umsetzung von etwa 10% seines zentralen Wasserstoffgehaltes von der Hauptreihe fortbewegt, folgt:

$$\tau_{\text{HR}} = \frac{1}{10} \tau_{\text{N}} = 6 \cdot 10^9 \frac{M/M_{\odot}}{L/L_{\odot}} = 6 \cdot 10^9 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2} \quad [\text{yr}] \quad (3.12)$$

Schon früh hat sich gezeigt, daß die Anfangsmasse eines Sterns als ein seine weitere Entwicklung maßgeblich steuernder Parameter betrachtet werden kann. Bei Sternen mit Anfangsmassen unterhalb von etwa $1.5 M_{\odot}$ erfolgt die Energieproduktion auf Grund der niedrigen Zentraltemperaturen ($T_c < 20 \cdot 10^6 \text{ K}$) durch die pp-Ketten. Da diese Reaktionen eine geringere Temperaturabhängigkeit zeigen als z.B. die Reaktionen im CNO-Zyklus, befindet sich der Kernbereich im Strahlungsgleichgewicht, so daß der Kern nicht konvektiv ist. Allerdings bildet sich eine konvektive Hülle aus. Für Sterne größerer Anfangsmassen gilt hingegen, daß ihre Energiequelle stark zum Zentrum hin konzentriert ist. Es kann sich ein großer Temperaturgradient ausbilden, so daß das Kerngebiet dieser Sterne konvektiv ist.

Das zentrale Wasserstoffbrennen bedingt neben der Energieproduktion eine Verringerung der Teilchenzahl im Kernbereich. An der Grenze zwischen dem nun heliumreicheren Kernbereich und dem wasserstoffreicheren Außenbereich muß auf Grund des erwarteten Gleichgewicht Druck- und Temperaturgleichheit herrschen. Die Abnahme der Gesamtzahl der Teilchen im Kern hat also zur Folge, daß das Kernvolumen unter Erhaltung der Kernmasse sinkt. Für die Dichte ergibt sich so eine Diskontinuität, die eine Vergrößerung des Sternradius zur Folge hat. Außerdem kann man zeigen, daß die Leuchtkraft mit dem Ansteigen des zentralen Molekulargewichts ebenfalls wächst.

Die zentrale Wasserstoffquelle erlischt, wenn der zentrale Wasserstoffgehalt X_c auf Werte im Prozentbereich abgenommen hat. Durch die anschließend einsetzende Kontraktionsphase wird die zentrale Dichte und Temperatur so lange erhöht, bis die Bedingungen für ein Zünden des **Heliumbrennens** erfüllt sind, was bei Temperaturen über 10^8 K der Fall ist. Da die Zündtemperatur für Wasserstoffbrennen deutlich niedriger ist, kommt es noch vor dem Zünden des zentralen Heliumbrennens zu **Wasserstoffschalenbrennen**, das im Grunde den gleichen Bedingungen unterliegt wie schon das zentrale Wasserstoffbrennen. Sobald diese Schalenquelle nun aber merklich zur Energieproduktion beiträgt, kommt es zu einer Abflachung des Temperaturprofils, was zu einer Herabsetzung der Dichte im äußeren Hüllenbereich durch eine Zunahme des Sternradius führt.

In Sternen, deren Anfangsmassen unter etwa $2.3 M_{\odot}$ liegt, ist das Elektronengas im Kern des Sterns vollständig entartet. Diese Entartung hat zur Folge, daß die Erhöhung des thermischen Drucks bei Einsetzen des Kernheliumbrennens auf Grund der Temperaturerhöhung keine Rolle gegenüber dem Fermi-Druck der Elektronen spielt. Der Kern expandiert daher kaum und verliert aus diesem Grund auch keine Energie durch Expansionsarbeit, woraufhin die Energieproduktion mit wachsender Temperatur innerhalb sehr kurzer Zeit stark ansteigt ($\sim T^{30}$). Diesen Energieausbruch bezeichnet man als *He-Flash*. Der Flash endet, wenn die ansteigende Temperatur

die Entartung aufhebt. Dann nimmt der Gasdruck erheblich zu und führt zu einer abkühlenden Expansion. Im Gegensatz dazu zeigen schwerere Sterne ein zum hydrostatischen Wasserstoffbrennen analoges Brennen ihres zentralen Heliumvorrats.

Wie aber verläuft das Heliumbrennen nun im Einzelnen? Bis zum Beginn der 50er Jahre des 20. Jahrhunderts war nicht klar, wie überhaupt das Heliumbrennen ablaufen könnte. Das Problem lag in der Tatsache, daß es keine stabilen Isotope mit den Massenzahlen $A = 5$ und $A = 8$ gibt. Auch hatte man keine mögliche Kombination der leichteren Nuklide gefunden, welche diese Lücke zu überspringen erlaubte, so daß unklar war, wie ein weiteres nukleares Brennen stattfinden kann. E.J. Öpik und E.E. Salpeter wiesen nun zu Beginn der 50er Jahre darauf hin, daß evtl. ein 3α -Prozeß ablaufen könne, d.h. nach ihrem Vorschlag könnte die Reaktion $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ ablaufen (Öpik 1951, Salpeter 1952). Zentrales Element dieser Reaktion ist ^8Be , daß aus der leicht endothermen Fusion zweier Heliumkerne hervorgeht und eine Lebensdauer von $\tau_{^8\text{Be}} = 2.6 \cdot 10^{-16}$ s hat. In Umgebungen hoher α -Konzentration ist diese Lebensdauer wesentlich länger als die Stoßzeit mit zweier α -Partikel. Daher bildet sich in Umgebungen hoher α -Konzentration eine geringe Konzentration von ^8Be aus, welche im Gleichgewicht ist. Dieses Gleichgewicht kann mittels des resonanten Wirkungsquerschnitts (Anhang A) berechnet werden. Bei einer Temperatur von 10^8 K und einer Dichte von 10^5 g cm^{-3} findet man etwa einen ^8Be -Kern auf 10^9 ^4He -Kerne. Nachdem Hoyle zeigen konnte, daß der α -Einfang auf ^8Be nur dann schnell genug ist, wenn auch er resonant verläuft, konnten schließlich Cook, Fowler und Lauritsen zeigen, daß es im ^{12}C tatsächlich einen resonanten Zustand gibt. Allerdings zeigt sich, daß die Partialbreite und damit die Populationswahrscheinlichkeit für den Übergang vom angeregten ^{12}C in den Grundzustand mittels γ -Emission viel kleiner als die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in das Ausgangssystem aus ^4He und ^8Be ist. Für die Reaktionsrate des 3α -Prozeß ergibt sich folgende Beziehung:

$$(\sigma \cdot v)_{3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}} = \frac{N(^{12}\text{C}^*) \cdot \Gamma_\gamma}{\hbar} = 9.8 \cdot 10^{-54} \frac{N(\alpha)^3}{T_8^3} \omega f \exp\left(-\frac{42.98}{T_8}\right) \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (3.13)$$

$$N(^8\text{Be}) = N(\alpha)^2 \omega f \frac{h^3}{2\pi\mu k_B T} \exp\left(-\frac{E_r}{k_B T}\right)$$

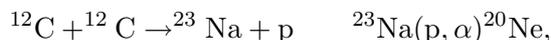
$$N(^{12}\text{C}^*) = N(^8\text{Be}) \cdot N(\alpha) \omega f \frac{h^3}{2\pi\mu k_B T} \exp\left(-\frac{E_r}{k_B T}\right)$$

Bei diesem Brennprozeß werden 7.274 MeV Energie pro Reaktion freigesetzt. Wie ein Vergleich mit den Energieausbeuten des Wasserstoffbrennens zeigt, ist die Effizienz während des Heliumbrennens schon deutlich herabgesetzt. Die hervorsteckende Eigenschaft des 3α -Prozesses ist seine starke Temperaturabhängigkeit, was eine starke Konzentration der stellaren Energieproduktion in den heißesten Regionen (in der Regel im Kern) zur Folge hat. Andererseits bedeutet es auch, daß ein Faktor zwei in der Energieerzeugungsrate fast keinen Effekt auf die Temperatur hat, so daß ein Heliumgas bei genügend hohem Druck und Temperatur zur Explosion neigt. Wie zu Beginn dieses Abschnitts über das Heliumbrennen bereits erwähnt, ist der Kern bei leichten Sternen vollständig entartet, was dem Heliumkern erlaubt, quasi-instantan zu brennen (\rightarrow Helium-Flash).

Nachdem Erlöschen des Kernheliumbrennens setzt wieder eine Phase der Kontraktion ein, in der der Stern seine Energie aus der freiwerdenden Gravitationsenergie bezieht. Ist der Kernbereich nun insgesamt leichter als $0.7 M_\odot$, so geht der Kern in einen vollständig entarteten Zustand über und beginnt auszukühlen. Diesen Zustand nennt man einen *Weißer Zwerg*³. Ist der Kern

³Weißer Zwerge sind eines der möglichen Endstadien der Entwicklung eines Sterns. Diese Objekte wurden in den 30er Jahren des vergangenen Jahrhunderts das erste Mal durch den indischen Astrophysiker Chandrasekhar beschrieben. Er stellte dabei heraus, daß der Entartungsdruck des Elektronengases bis zu einer Grenzmasse (*Chandrasekhar Masse*) von etwa $1.4 M_\odot$ den Gravitationsdruck dieses Objektes kompensieren kann. Es kommt

hingegen schwerer als $0.7 M_{\odot}$, so können Zentraltemperatur und Dichte so weit ansteigen, daß die Zündbedingungen für nachfolgende Brennphasen erreicht werden. Diese Grenze wird typischerweise von Sternen mit Anfangsmassen über etwa $8 M_{\odot}$ überschritten. Man spricht hier von *massiven oder massereichen Sternen*. Die nun folgende Brennphase ist das **Kohlenstoffbrennen**, das ab einer Temperatur von etwa $7 \cdot 10^8$ K einsetzt. Die wichtigsten Reaktionen im Kohlenstoffbrennen,



führen zu ^{20}Ne und setzen pro ^{12}C -Kern eine Energie von 2.23 MeV frei. Steigt die Temperatur bis über $1.5 \cdot 10^9$ K, so setzt die *Photodesintegration* der ^{20}Ne -Kerne ein (*Rolfs und Rodney* 1988). Durch Folgereaktionen mit den hierbei freigesetzten α -Teilchen entstehen schließlich ^{24}Mg und ^{28}Si . Diesen Vorgang nennt man auch **Neonbrennen** oder **Neonschmelze**. Im allgemeinen kann man festhalten, daß für diese späten Brennphasen neben der Photodesintegration, die bei Temperaturen mit $k_B \cdot T > Q/30$ die anderen Kernreaktionen dominiert, auch die steigende Coulomb-Abstoßung zu einem verstärkten Übergang von direkten Schwerionen-Reaktionen zu Reaktionen mit sekundären Protonen oder α -Teilchen führt. Außerdem sind bei höheren Temperaturen die Energieverluste durch ν -Emission von steigender Bedeutung. Während des Kohlenstoffbrennens ist das Brennen des ebenfalls vorhandenen Sauerstoffs auf Grund der deutlich größeren Coulomb Barriere der Sauerstoffkerne nicht von Bedeutung.

Steigt die Temperatur am Ende des Kohlenstoffbrennens jedoch weiter an, so kommt es schließlich zum **Sauerstoffbrennen**, bei dem aus zwei Sauerstoff u.a. Schwefel und Silizium entstehen. Vor dem abschließenden **Siliziumbrennen**, daß in einem Quasi-Gleichgewicht mit der Photodesintegration der Kerne hauptsächlich Elemente der Eisengruppe erzeugt, entsteht durch sequentielle Photodesintegration des Schwefels ein fast reiner Siliziumkern im Zentralbereich des Sterns.

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die Brennphasen und ihre Parameter. Die Sekundärreaktionen der in den primären Brennprozessen freigesetzten Protonen, Neutronen und α -Partikel mit den in der Brennzone vorhandenen Nukliden tragen in den späten Brennphasen stark zur Modifikation der chemischen Zusammensetzung der Brennzone bei.

Auf Grund der in den späteren Brennphasen geringeren freiwerdenden Energie pro Reaktion muß die Gesamtreaktionsrate ansteigen, um die Struktur des Sterns gegen die Gravitationswirkung zu stabilisieren. So besitzt zum Beispiel ^{28}Si eine Bindungsenergie von 8.7 MeV pro Nukleon, was nur etwa 0.1 MeV unterhalb der maximalen Bindungsenergie für Nuklide in der Eisengruppe liegt, so daß der Energiegewinn während des Siliziumbrennens eher klein ist. Hinzu kommt noch die Tatsache, daß selbst bei Annahme der Massenerhaltung des brennenden Kerns die Teilchenzahl und damit die Anzahl möglicher Reaktionen in späteren Entwicklungsstufen durch die vorangegangenen Verschmelzungen herabgesetzt wird. Zusätzlich nimmt, wie bereits erwähnt, der Energieverlust durch entweichende Neutrinos zu. Daher neben die Lebensdauern der späten Brennphasen immer weiter ab.

Für die lang andauernden Anfangsbrennphasen, welche daher auch der direkten Beobachtung zugänglich sind, findet man in der Literatur eine große Zahl detaillierter Modellrechnungen. Die ersten detaillierten, aber jeweils auf bestimmte spätere Brennphasen beschränkten Rechnungen gehen auf *Arnett (1972a,b)*, *Couch und Arnett (1972)*, *Arnett (1974a,b, 1977)* zurück. *Weaver et al. (1978)* erstmals massive Sterne von der Hauptreihenphase bis zum Präsupernovazustand modelliert. Diese Modelle untersuchten die Nachhauptreihenentwicklung unter der Ausnutzung der Quasi-Gleichgewichtsbeschreibung⁴. Allerdings hatten bereits *Wooley et al. (1972)* auf die

so zu einer Stabilisierung des Sterns. Da aber keine weiteren energieliefernden nuklearen Reaktionen mehr möglich sind, kühlt der Stern auf einer langen Zeitskala, während der er als Weißer Zwerg sichtbar ist, aus.

⁴QSE = *quasi statistical equilibrium*: Im QSE geht man von einem lokalen, statistischen Gleichgewicht in bestimmten Bereichen der (N,Z)-Ebene aus. Gibt es mehrere Bereiche, in denen die Bedingungen für ein QSE

Brennphase	$T_{initial}$	Dichte	T_{final}	τ	Primärreaktion	Sekundärreaktionen	Produkte
	10^9 K	g cm^{-3}	10^9 K	yr			
Wasserstoffbrennen	0.004		0.09	$10^6 - 10^{10}$	pp-Ketten	X(p, γ)	^4He
	0.015		0.09		CNO-Zyklus		^4He , ^{13}C , ^{14}N
Heliumbrennen	~ 0.1	$\sim 10^9$	0.4	$10^9 - 10^9$	3α -Prozeß		^{12}C
α -Prozeß					seq. α -Einfang		^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne
Kohlenstoffbrennen	≥ 0.6	$\geq 10^6$	1.4	300	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$, $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$	Reaktionen mit p & α	^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na
	≥ 1.1				$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{n})^{23}\text{Mg}$		
Neondintegration	≥ 1.5	$\sim 10^7$	~ 1.7	1	$^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$	X(α, \dots) ...	^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si
Sauerstoffbrennen	≥ 2.0	$\geq 10^7$	~ 2.8	$\frac{2}{3}$	$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \gamma)^{32}\text{S}$, $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \alpha)^{28}\text{Si}$	$^{16}\text{O}(\alpha, \dots)$...	^{28}Si , ^{32}S
Schwefeldesintegration	$\sim 2.5 - 2.8$			10^{-3}	$^{32}\text{S}(\gamma, \dots)$...		^{28}Si
Siliziumbrennen	~ 3			10^{-4}	QSE		Fe-Gruppe

Tabelle 3.1: Die Parameter der stellaren Brennphasen

wachsende Bedeutung schwacher Kernreaktionen für die späten Brennphasen und den Zerfall des QSE-Bereichs in zwei Teilcluster während des Siliziumbrennens hingewiesen. *Thielemann und Arnett* (1985) zeigten, daß der von *Weaver et al.* (1985) eingeführte einfache Link mittels der Nicht-Gleichgewichtsreaktion von $^{45}\text{Sc}(p, \gamma)^{46}\text{Ti}$ eine ungenügende Beschreibung des Übergangs zwischen den beiden Teilclustern darstellt. *Nomoto und Hashimoto* (1988) berechneten für reine He-Kerne daraufhin ein größeres Netzwerk mit mehreren Verbindungsreaktionen. *Hix und Thielemann* (1996) gelang es schließlich, in einem Netzwerk von 299 Isotopen das Siliziumbrennen detailliert zu berechnen und die QSE-Näherung zu untersuchen. Das zentrale Ergebnis dieser Rechnungen war die Feststellung, daß der QSE-Cluster zeitlich variabel ist. Daran anknüpfend haben schließlich *Chieffi et al.* (1998) ein erstes Modell für die späten Brennphasen ohne QSE-Näherung erarbeitet. Abbildung 3.3 zeigt beispielhaft die Massenanteile einzelner, leichterer Isotope in Abhängigkeit von der Massenkoordinate⁵ vor dem Kollaps des Eisenkerns. In der hier dargestellten Brennphase nimmt der Anteil von ^{26}Al (zweites Teilbild rechte Spalte) nach außen hin rasch auf Null ab.

Wie aus den Ausführungen über den Sternaufbau und die nukleare Energieproduktion zu entnehmen ist, stellt die Masse eines stellaren Objektes einen das System stark charakterisierenden Parameter dar. Letztlich legt u.a. schon die Anfangsmasse den Entwicklungspfad fest, daher können Sterne astrophysikalisch anhand ihrer Anfangsmasse charakterisiert werden. Abbildung 3.4 gibt einen Überblick über die Abfolge der Entwicklung der Sterne gemäß dem aktuellen Bild. Anhand der inneren Struktur und den ablaufenden Prozessen lassen sich bereits die ersten Beobachtungen plausibel erklären, so z.B. das Auftreten von Weißen Zwergen als Endstadien von

erfüllt sind, so können diese QSE-Cluster durch eine oder mehrere Brückenreaktionen mit einander verbunden sein. Die Zusammensetzung im Endzustand hängt dann fundamental von diesen sog. *Bridges* ab. Die QSE-Cluster können ähnlich wie im Falle des vollständigen Gleichgewichts (NSE) durch einfache Relationen (analog der Saha-Gleichung) berechnet werden, während die Nicht-Gleichgewichtsreaktionen (Brückenreaktionen) im Detail behandelt werden müssen (*Bodansky et al.* 1968).

⁵Um den strukturellen Aufbau eines Sterns darzustellen, ist die Darstellung der *radialen Koordinate* in Form eines Massenanteils von der Gesamtmasse oder aber die eingeschlossene Masse an der gewünschten Position gebräuchlich, da der lineare Radius sich während der Sternentwicklung sehr stark ändert.

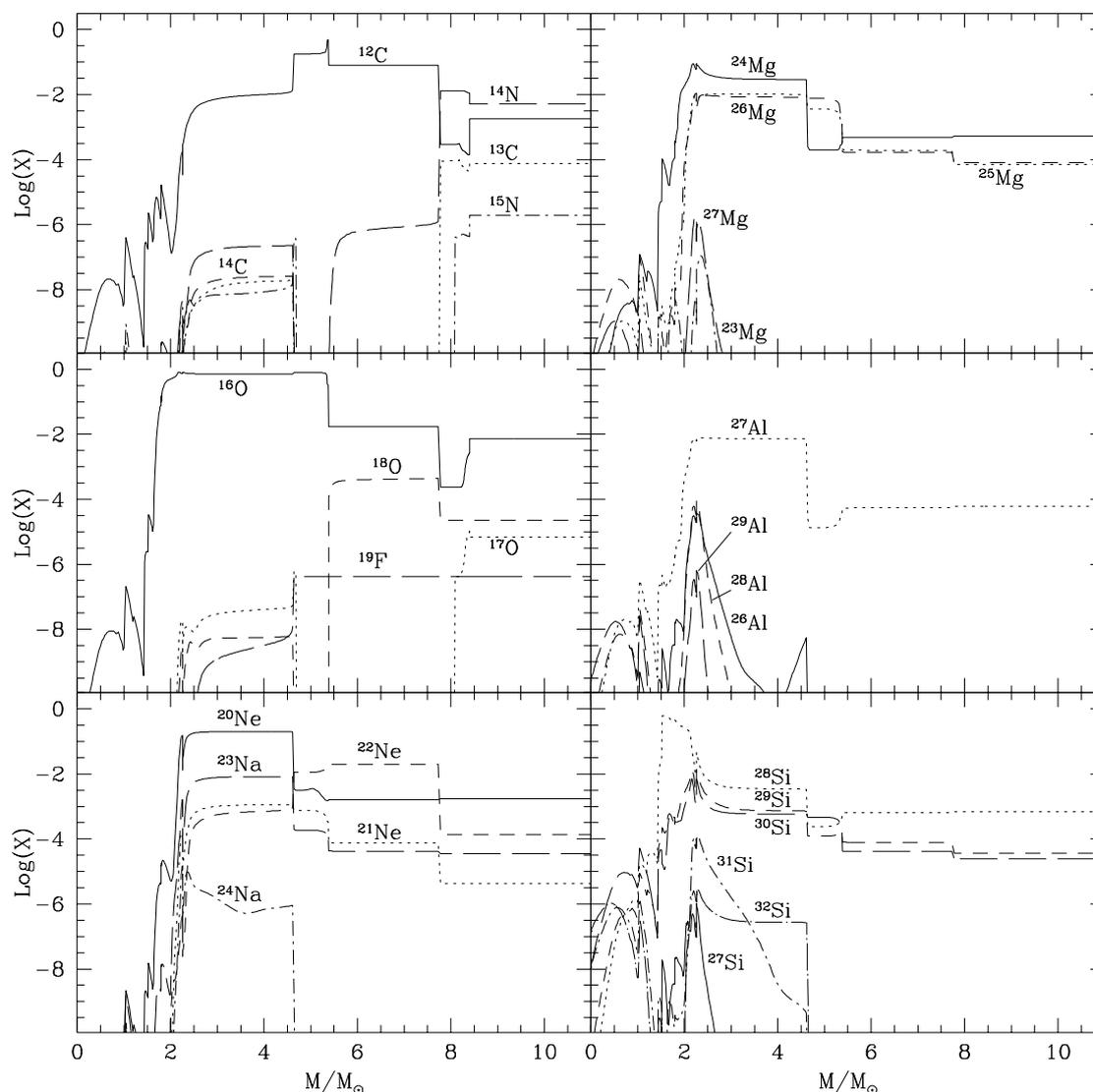


Abbildung 3.3: Massenanteile leichter Nuklide nach erfolgtem Siliziumbrennen in Abhängigkeit vom Zentralabstand (Massenkoordinate) auf Chieffi et al. (1998).

leichten bis mittelschweren Sternen. Andere Fragen - wie z.B. die richtige Einordnung von Wolf-Rayet Sternen in die Sternentwicklung, die in Abbildung 3.4 im Rahmen des Conti-Szenarios (Conti 1978) als späte Sterne mit Anfangsmassen über ca. $30 M_{\odot}$ eingeordnet sind - bleiben dagegen noch unbeantwortet. Auch AGB-Sterne - Sterne mittlerer Masse in einer späteren Entwicklungsphase - lassen sich nur im Wechselspiel von internen Prozessen und Effekten der Sternatmosphäre erklären. Für viele dieser Phänomene ist u.a. ein starker Massenverlust (Abschnitt 3.1.1.5) in Form von Sternwinden von großer Bedeutung.

3.1.1.3 Mischprozesse - ihre Bedeutung für die Nukleosynthese und die Sternentwicklung

Eine wesentliche Rolle bei der detaillierten Modellierung des inneren Sternaufbaus und der Sternentwicklung kommt der Frage nach möglichen Mischprozessen zu. In der vorangegangenen

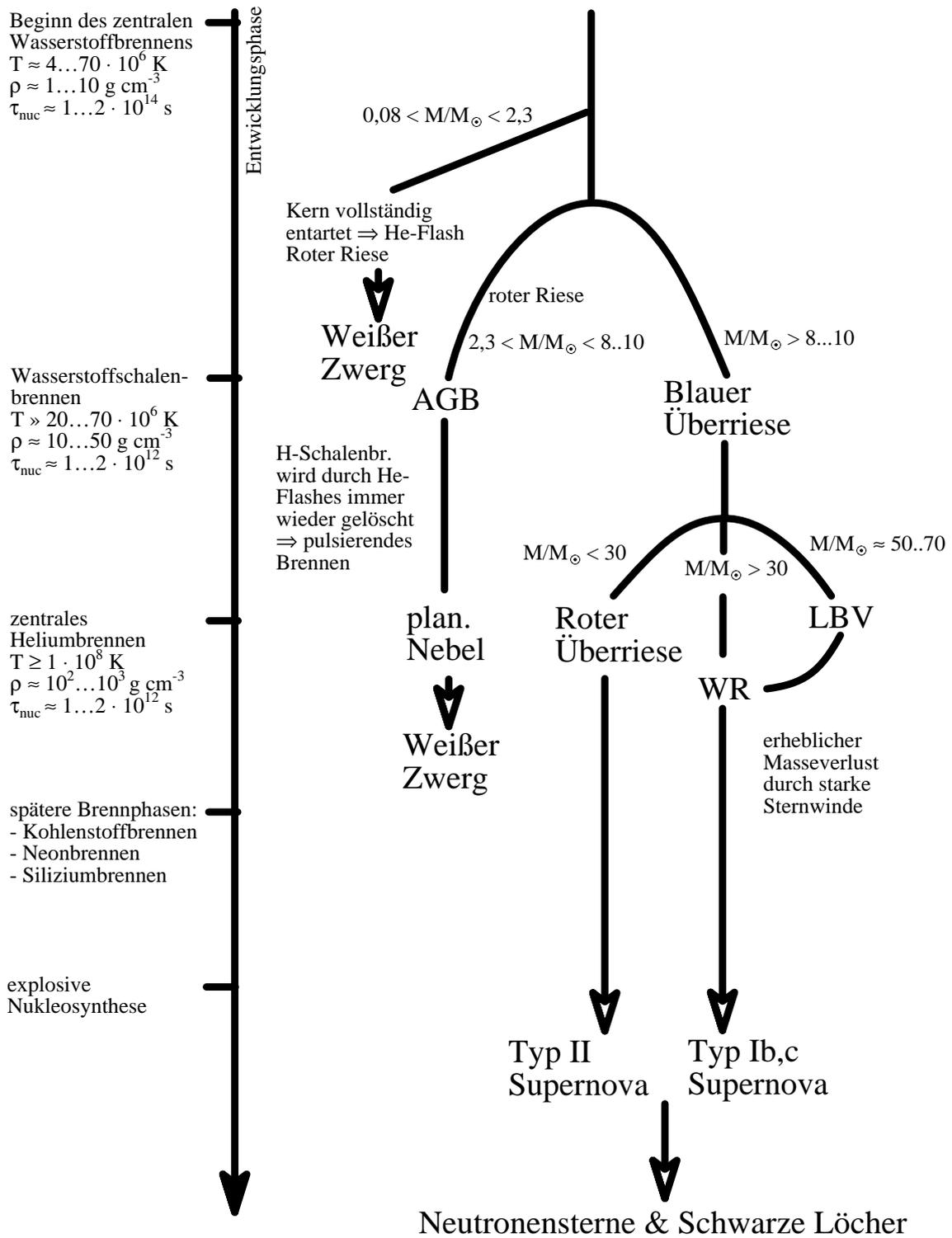


Abbildung 3.4: Entwicklungspfade von Sternen in Abhängigkeit von der Anfangsmasse.

Betrachtung wurden die einzelnen Brennphasen weitgehend entkoppelt vom Aufbau des Sterns betrachtet. Nur im Kontext des Energietransportes war bereits von der Möglichkeit der *thermischen Konvektion* die Rede. Konvektion stellt aber auch den wichtigsten Mechanismus für die Durchmischung der Sternmaterie dar. Sie tritt grundsätzlich dann auf, wenn ein genügend

steiler Temperaturgradient zwischen benachbarten Schichten existiert und Bereiche der Materie wärmer, also spezifisch leichter, als ihre Umgebung sind, so daß sie gegen die Gravitation aufsteigen können. Haben sich die äußeren Bedingungen um diese konvektive Zelle dV auch nach dem Aufsteigen um die kleine Wegstrecke dr noch nicht stark geändert, bildet sich eine *thermische Instabilität* aus, die man Konvektion nennt. Unter der Annahme von Druckgleichgewicht und Adiabasie läßt sich die Konvektionsbedingung allgemein wie folgt formulieren:

$$\left\| \frac{dT}{dr} \right\|_{\text{adiabatisch}} < \left\| \frac{dT}{dr} \right\|_{\text{Strahlung}} \quad (3.14)$$

Geht man von einem idealen Gas aus, so erhält man aus Bedingung 3.14 unter Verwendung der adiabatischen Zustandsgleichung das *Schwarzschild-Kriterium* für Konvektion.

$$-\frac{dT}{dr} > -\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} = -\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{adiabatisch}} \quad (3.15)$$

$$\nabla > \nabla_{\text{adiabatisch}} = 1 - \frac{1}{\gamma} \quad \text{mit} \quad \nabla = \frac{d \ln T}{d \ln P}. \quad (3.16)$$

γ ist dabei der Adiabaten-Koeffizient. Gleichung 3.16 geht aus Gleichung 3.15 durch Division mit T und den logarithmischen Differenzieren hervor. Wie man sieht, kann sich auf zweierlei Weisen eine instabile Konfiguration ergeben: (i) wenn der Strahlungsgradient besonders groß oder aber (ii) der adiabatische Gradient besonders klein wird. Zustand (i) wird durch eine hohe Opazität erreicht, während Fall (ii) bei teilweiser Ionisation oder Dissoziation eintritt. In vielen Sternmodellen wird die Beschreibung der Konvektion nach dem Schwarzschild-Kriterium durch das Phänomen des sogenannten Überschießens⁶ ergänzt. In dieser Beschreibung geht man davon aus, daß der konvektive Bereich nicht hart an der durch das Schwarzschild Kriterium gegebenen Grenze endet, sondern daß aufsteigende Konvektionszellen auf Grund eines Restimpulses in die nicht-konvektive darüberliegende Schicht eindringen. Dieses Eindringen oder Überschießen wird in der Regel mittels eines Parameters, der *overshooting distance*, als Bruchteil der Ausdehnung der Konvektionszone beschrieben. Überschießen führt zu einer im Mittel größeren Ausdehnung der konvektiven Kerne in den jeweiligen Sternmodellen. Da Konvektion neben dem Energietransport auch zu einer Durchmischung der chemischen Zusammensetzung führt, verlängert Konvektion die Dauer einzelner konvektiver Brennphasen wie z.B. das Kernwasserstoffbrennen durch Zuführung frischen Brennmaterials. Daraus resultiert eine Verlängerung der Hauptreihenphase sowie des folgenden Heliumbrennens. Daneben führen größere Konvektionsbereiche zur Anreicherung weiter außenliegender Bereiche mit Produkten des zentralen Brennens - Nukleosyntheseprodukten -, welche nun durch den Sternwind in das umgebende Medium eingebracht werden können.

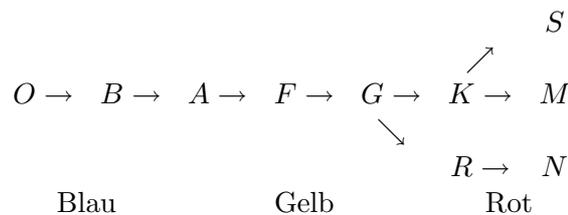
Neben dem Schwarzschild-Kriterium (mit und ohne Überschießen) kennt man noch das *Ledoux-Kriterium* als alternative Bedingung für einsetzende Konvektion. Das Ledoux-Kriterium berücksichtigt im Gegensatz zum Schwarzschild Kriterium den Gradienten der chemischen Zusammensetzung, was zu langsamerer Konvektion und kleineren konvektiven Kernen führt und damit dem oben beschriebenen Effekt entgegenwirkt. Es ist also zu erwarten, daß Sternmodelle, welche das Ledoux-Kriterium für Konvektion heranziehen, kürzere Lebensdauern der Brennphasen und niedrigere Anreicherungen schwererer Nuklide im Außenbereich der Sterne ergeben. Wenn Konvektion nicht nur thermisch sondern auch durch einen chemischen Gradienten ausgelöst werden kann, spricht man auch von *Semikonvektion*. Im Rahmen der Modellierung von Sternen wird Konvektion unabhängig von den gewählten Auslösekriterien durch die Mischungslängentheorie nach *Böhm-Vitense* (1970) beschrieben, bei der konvektive Zellen durch ihre charakteristischen Dimensionen angenähert werden. Ein Vergleich der detaillierten Sternmodelle von *Schaller et al.*

⁶im Englischen spricht man von *overshooting*

(1992), *Meynet et al.* (1994), welche Konvektion nach dem Schwarzschild-Kriterium mit mäßigem bzw. ohne Überschießen beschreiben, und der Modelle von *Langer et al.* (1995), welche auf dem Ledoux-Kriterium beruhen, zeigen deutlich die lebensdauerverlängernde Wirkung größerer konvektiver Kerne. Auch findet man in Modellen größerer Kerne höhere Anreicherungen prozessierter Materie in den äußeren Bereichen der Modellsterne.

3.1.1.4 Die Sternatmosphäre - Emission elektromagnetischer Strahlung

Sterne wurden natürlicherweise anhand ihrer optischen Erscheinung unterschieden. Als man - im Anschluß an die fundamentalen Entdeckungen von J. Fraunhofer, G. Kirchhoff und R. Bunsen - mit der Beobachtung von Sternspektren begann, zeigte sich bald, daß man Sterne nach ihren spektralen Eigenschaften in erster Linie in eine einparametrische Spektralsequenz einordnen kann. In Anlehnung an die Arbeiten von W. Huggins, A. Secchi und H.C. Vogel entwickelten E.C. Pickering und A. Cannon um 1880 die *Harvard-Klassifikation* der Sternspektren. Als Folge der Spektralklassen ist dabei aus den alten Klassifikationen unter mehrfacher Umstellung die folgende Sequenz erhalten worden:



Noch heute bezeichnet man O- und B-Typen als *frühe*, A-, F- und G-Typen als *mittlere* und Typen ab K als späte *späte* Spektraltypen. Die Spektraltypen werden zu dem durch Hinzufügen einer Zahl zwischen 0 und 9 feiner unterteilt. Ein Stern mit der Bezeichnung B5 steht zwischen den Typen A0 und B0. Man kann zeigen, daß die so geordneten Sternspektren nach abnehmender Effektivtemperatur T_{eff} sortiert sind (\rightarrow Zusammenhang mit Farbe des Sterns). Dieser Zusammenhang läßt sich in erster Näherung auf Grund des Planck'schen Strahlungsgesetzes für schwarze Körper erklären. Als massereiche Sterne gelten Sterne eines Spektraltyps früher als etwa B5. Diese Spektraltypen weisen Effektivtemperaturen über 20000 K auf, was auf Grund des Verlaufs des Schwarzkörperspektrums zu einem mit steigender Temperatur ansteigendem Anteil extremer Ultra-Violett-Strahlung führt. Diese sogenannte EUV-Strahlung hat Wellenlängen von weniger als 91.2 nm, was einer Minimalenergie von 13.6 eV entspricht. Daher ist EUV-Strahlung in der Lage, daß im interstellaren Medium häufigste Element Wasserstoff zu ionisieren. Als Folge dieser Strahlung bilden sich ausgedehnte Gebiete ionisierten Gases um massereiche Sterne. Diese Gebiete werden HII Regionen genannt.

Ein Vergleich beobachteter Sternspektren mit dem Verlauf des Schwarzkörperspektrums zeigt jedoch schnell, daß die Näherung eines Sterns als Schwarzkörperstrahler einer bestimmten Effektivtemperatur nur für die heißesten Sterne einigermaßen gut ist. Je niedriger die Temperatur wird, desto stärker machen sich mikrophysikalische Effekte - wie z.B. Linienanregungen bestimmter Ionen, Atome oder Moleküle oder aber Mikroturbulenzen der Sternatmosphäre - bemerkbar. Insbesondere Elemente der Eisen-Gruppe haben in dem für junge, massereiche Sterne relevanten Temperaturbereich eine Vielzahl von Übergängen, die zu einer Modifikation des Spektrums führen. Für eine zufriedenstellende Modellierung der Sternspektren müssen daher aufwendige Strahlungstransportrechnungen unter Berücksichtigung hunderter Zustände und tausender Reaktionen durchgeführt werden (*Hubeny* 1997). Abbildung 3.5 zeigt zwei synthetische Sternspektren für jeweils unterschiedliche Effektivtemperatur im Vergleich zum jeweiligen

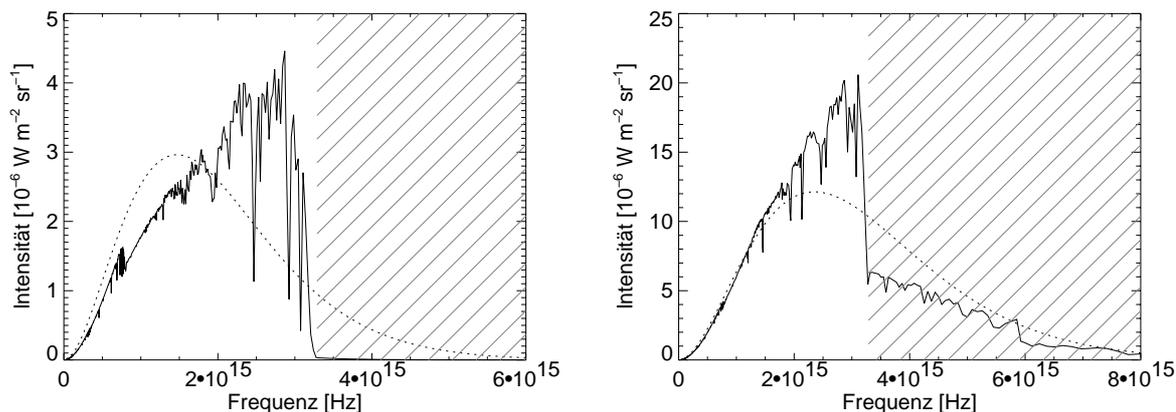


Abbildung 3.5: Synthetische Sternspektren für $T_{\text{eff}} = 25000 \text{ K}$ bzw. $T_{\text{eff}} = 40000 \text{ K}$ nach Kurucz (1998); die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf des zugehörigen Schwarzkörperspektrums, der schraffierte Bereich beinhaltet Photonenenergien über 13.6 eV

Schwarzkörperspektrum (gestrichelt). Der schraffierte Bereich markiert den Bereich der photoionisierenden Strahlung.

Schaerer *et al.* (1996a,b), Schaerer und de Koter (1997) und Stasinska und Schaerer (1997) haben erstmals kombinierte Modellrechnungen der Entwicklung der inneren Struktur und der Atmosphäre massereicher Sterne durchgeführt, während Vacca *et al.* (1996) speziell die Photon Flüsse der photoionisierenden Strahlung von O- und B-Sternen mit verschiedenen Leuchtkraftklassen (Anhang B) berechnet haben.

Abbildung 3.1.1.4 zeigt die Abhängigkeit des wasserstoffionisierenden EUV-Photonenflusses Q_0 von der Anfangsmasse M_{ZAMS} für massereiche Hauptreihensterne. Neben den Photonflüssen eines idealen Schwarzkörpers (Planck) sind die entsprechenden Werte für integrierte Kurucz-Sternspektren (Kurucz 1998) und die Ergebnisse von Vacca *et al.* (1996) eingezeichnet. Die Beschreibung eines Sterns als Schwarzkörperstrahler basiert auf den zu den Anfangsmassen gehörenden Effektivtemperaturen und Leuchtkräften nach Meynet *et al.* (1994). Die durchgezogene Linie repräsentiert eine Funktionsanpassung, wie sie in Abschnitt 4.1.3 diskutiert wird. Insbesondere bei sehr niedrigen Anfangsmassen ist die Diskrepanz zwischen den EUV-Photonenflüssen eines Schwarzkörpers und den Werten für realitätsnahe Sternspektren besonders auffällig. Bei höheren Anfangsmassen nähern sich die Vorhersagen der Modelle von Vacca *et al.* (1996) den entsprechenden Werten der Schwarzkörperspektren an, während die Sternspektren von Kurucz (1998) systematisch niedrigere Werte liefern.

3.1.1.5 Die äußere Atmosphäre von Sternen - Masseverlust und Sternwinde

Bereits Mitte der 50er Jahre des 20. Jahrhunderts konnte A. Deutsch zeigen, daß kühle Riesensterne von langsam expandierenden Hüllen umgeben sind. Während man vom Erdboden aus nur bei den absolut hellsten und heißesten Sternen mit Emissionslinien Hinweise auf expandierende Gashüllen fand, welche von einem Masseverlust der Sterne herrühren mußten, erlaubte die Beobachtung mit weltraumgestützten UV-Teleskopen die Vermessung von Resonanzlinien häufiger Elemente. Man fand dabei, daß heiße Riesen und Überriesen grundsätzlich einen massiven Sternwind aufweisen. Mit Hilfe sogenannter *P Cygni Profile*⁷ konnten Windgeschwindigkei-

⁷Auf Grund der Dopplerverschiebung der Spektrallinien kommt es charakteristischen von der Windgeschwindigkeit und der Massenverlustrate abhängenden Modifikation der Linienformen. Spektrallinien des LBV-Stern P Cygni zeigen diese Modifikationen auf Grund des Entwicklungszustands des Sterns besonders deutlich, so daß diese als Prototyp für Windmodifikationen von Sternspektrallinien betrachtet werden.

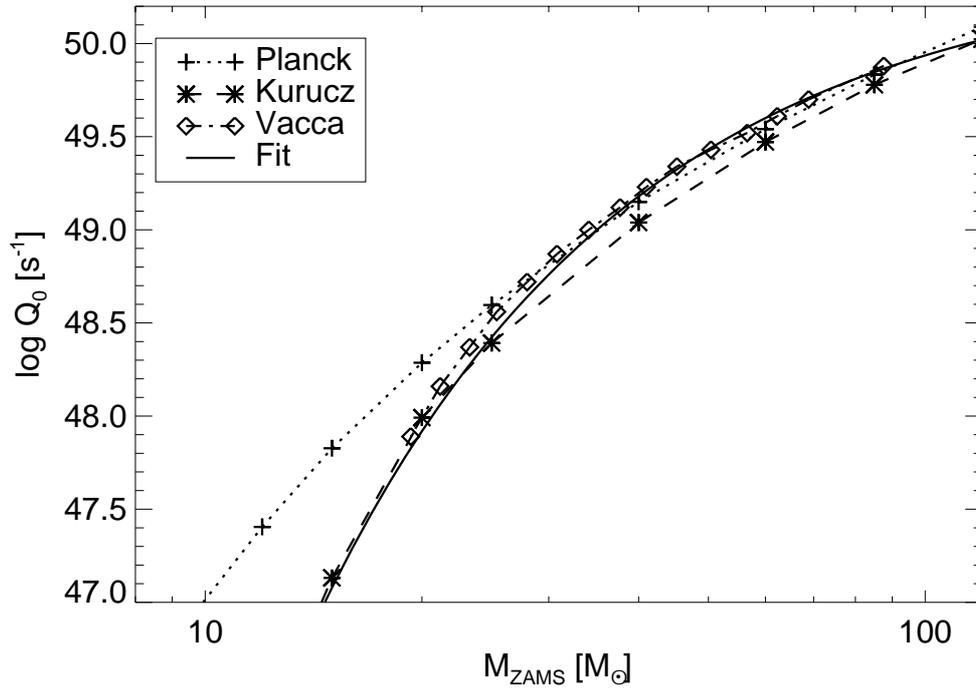


Abbildung 3.6: EUV-Photonenfluß Q_0 für Hauptreihensterne als Funktion der Anfangsmasse M_{ZAMS} ; neben den Ergebnissen detaillierter Strahlungstransferrechnungen für Sternatmosphären (Kurucz 1998, Vacca et al. 1996) sind die erwarteten Flüsse eines ideale Schwarzkörpers eingetragen.

ten von einigen 10^3 km s^{-1} gemessen werden. Man fand zu dem Masseverlusten von bis zu $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Bei der Beobachtung von Wolf-Rayet Sternen werden schließlich Masseverlusten bis zu $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ beobachtet werden. Noch dramatischere Masseverluste zeigen sog. LBV-Sterne, die in Ausbrüchen bis zu einigen $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ihrer Masse verlieren. Hierbei ist anzumerken, daß die Winde für Riesensterne grundsätzlich niedrigere Geschwindigkeiten aufweisen, während Winde von Hauptreihensternen Geschwindigkeiten bis zu 4000 km s^{-1} erreichen. *de Jager et al.* (1988) haben Messungen von Massenverlusten für 271 Sterne des oberen Leuchtkraftbereich des Hertzsprung-Russell Diagramms zusammengestellt. Abbildung 3.7 zeigt diese Masseverlusten in Form eines Hertzsprung-Russell Diagramms. Deutlich zu sehen ist eine Häufung der Messungen am oberen Ende der Leuchtkraftskala. Dies ist u.a. auf die bessere Meßbarkeit der Sternspektren leuchtkräftigerer Sterne zurückzuführen. Zu niederen Leuchtkräften hin steigen die Unsicherheiten z.T. erheblich an. In *Cassinelli und Lamers* (1987) sind die Messungen von Windgeschwindigkeiten mittels UV Spektren beschrieben, während z.B. *Horwarth und Prinja* (1989) und *Prinja et al.* (1990) Windgeschwindigkeiten für Sterne früherer Spektraltypen und Wolf-Rayet Sterne zusammenfassend wiedergeben. Abbildung 3.8 zeigt die von *Prinja et al.* (1990) zusammengestellten Endgeschwindigkeiten der Sternwinde von O Sternen in Abhängigkeit von der Unterklasse für die verschiedenen Leuchtkraftklassen. U.a. wiesen *Nugis et al.* (1998) daraufhin, daß die tatsächlichen Massenverlusten für WR-Sterne auf Grund von starken Dichteveränderungen in älteren Messungen überschätzt wurden. Die entsprechend korrigierten Masseverlusten sind in Extremfällen bis zu 75% kleiner als die entsprechenden Verlusten ohne die Dichtekorrektur.

Trotz allem haben die ausgedehnten Messungen der Sternwinde die empirische Untersuchung der Windeigenschaften in Abhängigkeit von den Sternparametern ermöglicht. *Horwarth und Prinja* (1989) haben die Abhängigkeit der Endgeschwindigkeit der Sternwinde von der effektiven

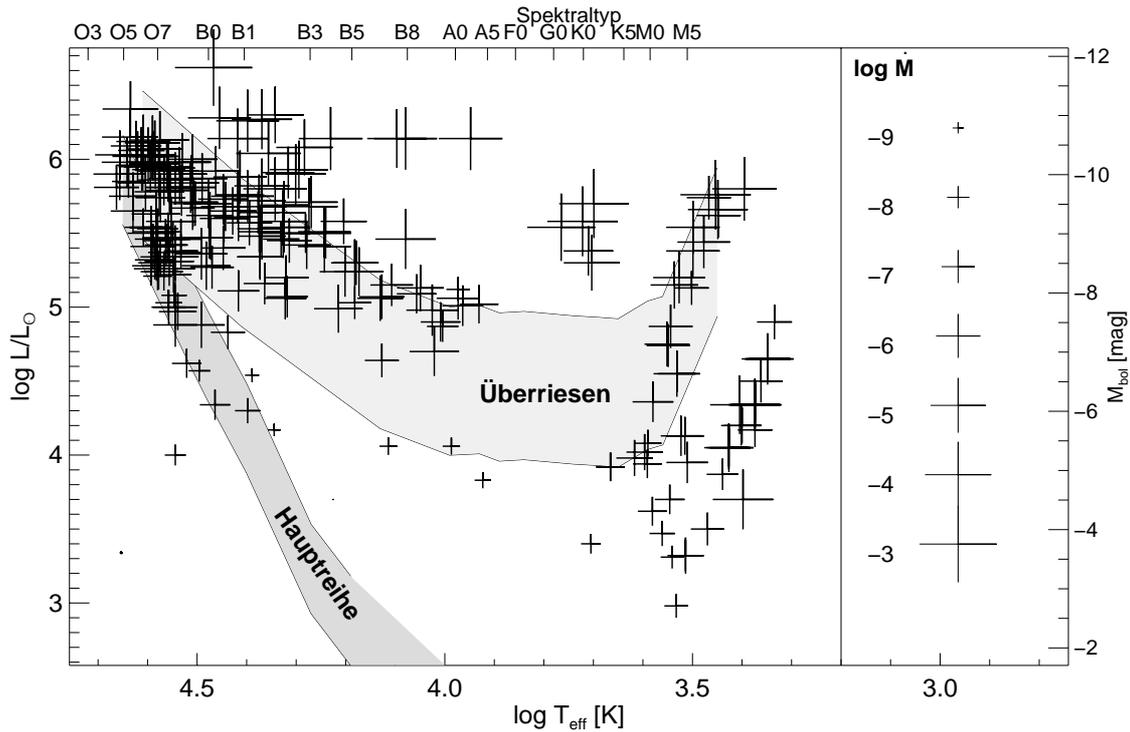


Abbildung 3.7: Masseverlustraten im Hertzsprung-Russel Diagramm (nach: de Jager et al. (1988)). Die Größe der Symbole gibt die Stärke des Masseverlustes des betreffenden Sterns wider.

Fluchtgeschwindigkeit⁸ bestimmt und für O Sterne die folgende Relation gefunden:

$$\frac{v_*}{v_{esc}} = 0.58 + 2.04 \log \left[\frac{R}{R_\odot} \right] \pm 0.51 \pm 0.44 \quad v_\infty \approx 0.85 \cdot v_* \quad (3.17)$$

Für die korrigierte polare Newtonsche-Fluchtgeschwindigkeit geben Horwarth und Prinja

$$v_{esc} = \left[3.81 \cdot 10^5 \frac{M R_\odot}{M_\odot R} \left(1 - 2.7 \cdot 10^{-5} \frac{L M_\odot}{L_\odot M} \right) \right]^{1/2} \quad (3.18)$$

an. Die Abhängigkeit der Massenverlustrate von der stellaren Leuchtkraft wird von ihnen schließlich zu

$$\log \left[\frac{\dot{M}}{M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right] = 1.69 \log \left[\frac{L}{L_\odot} \right] - 15.41 \pm 0.13. \quad (3.19)$$

bestimmt. *Leitherer et al.* (1992) haben in mehrparametrischen Regressionen desweiteren die folgenden Relationen für die Windparameter von massiven Hauptreihensternen gefunden:

$$\log \left[\frac{\dot{M}}{M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right] = -24.06 + 2.45 \log \left[\frac{L}{L_\odot} \right] - 1.10 \log \left[\frac{M}{M_\odot} \right] + \quad (3.20)$$

$$1.31 \log \left[\frac{T_{eff}}{K} \right] + 0.80 \log \left[\frac{Z}{Z_\odot} \right] \quad \sigma = 0.20$$

$$\log \left[\frac{v_\infty}{\text{km s}^{-1}} \right] = 1.23 - 0.30 \log \left[\frac{L}{L_\odot} \right] + 0.55 \log \left[\frac{M}{M_\odot} \right] + \quad (3.21)$$

$$0.64 \log \left[\frac{T_{eff}}{K} \right] + 0.13 \log \left[\frac{Z}{Z_\odot} \right] \quad \sigma = 0.12$$

⁸Die Fluchtgeschwindigkeit für Materie von Sternen wird in der Sternatmosphäre durch Elektronenstreuung reduziert.

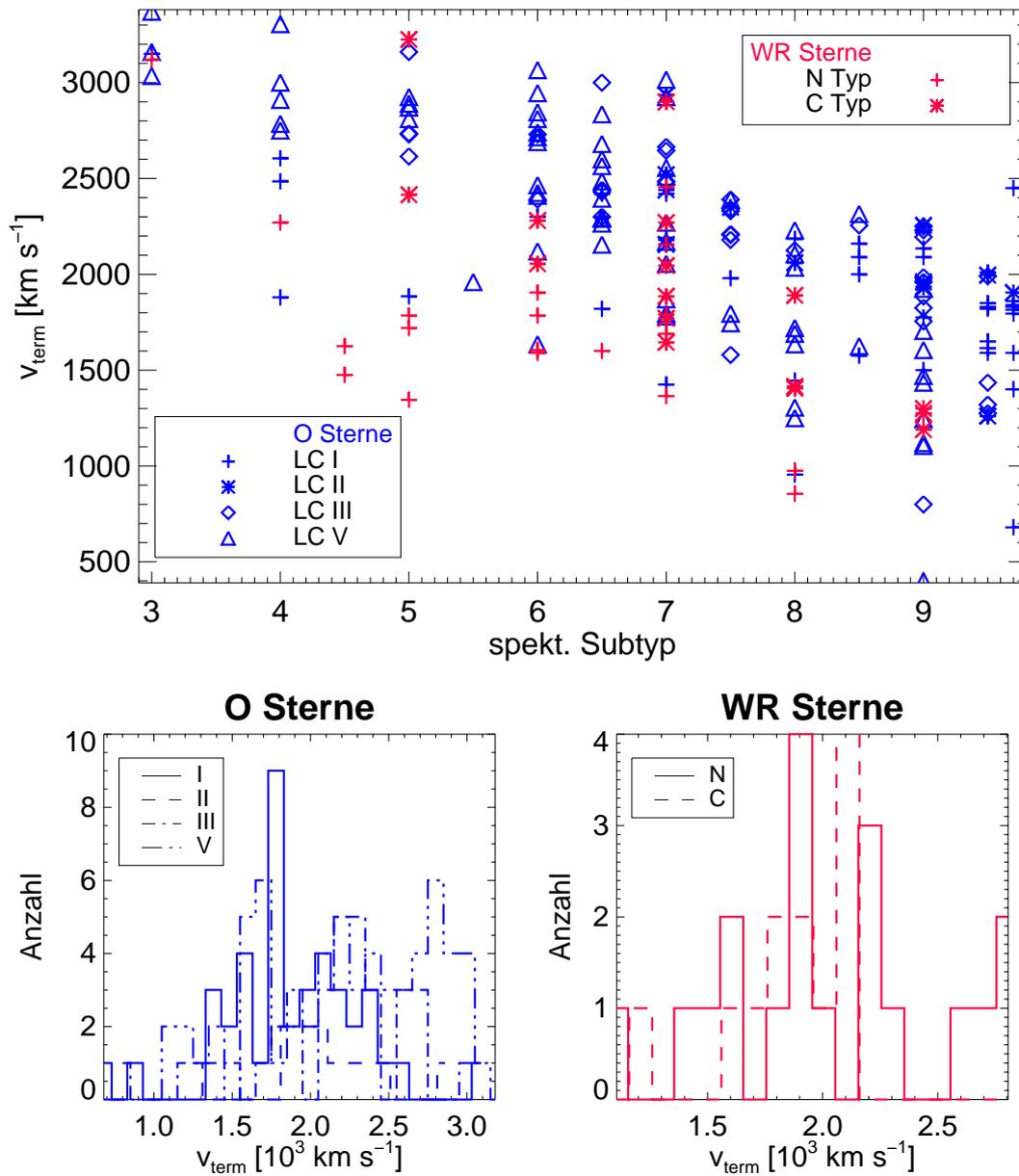


Abbildung 3.8: Windgeschwindigkeiten für O und Wolf-Rayet Sterne unterschiedlicher Leuchtkraftklassen bzw. Typen nach *Prinja et al. (1990)*. Die Histogramme geben die Verteilung der gemessenen Windgeschwindigkeit für die einzelnen Leuchtkraftklassen bzw. WR-Subtypen wider.

Gleichung 3.20 zeigt die starke Abhängigkeit des Masseverlustes von der Leuchtkraft des Sternes und kann als Hinweis auf die im folgenden kurz diskutierte Theorie der Windbeschleunigung gedeutet werden. Des weiteren sieht man, daß der Masseverlust einen fast linearen Zusammenhang zur Metallizität der Sternatmosphäre hat. Andererseits sind die Abhängigkeiten der Windgeschwindigkeit (siehe Gleichung 3.21) signifikant schwächer. In ihrer Arbeit von 1993 haben *Lamers und Leitherer (1993)* Sternwinde mit Hilfe von Radiobeobachtungen und $\text{H}\alpha$ -Spektroskopie untersucht. Im Vergleich zwischen den Masseverluststraten aus den Radiobeobachtungen und den $\text{H}\alpha$ -Daten fanden sie eine Abweichung von $\log \dot{M}(\text{H}\alpha) - \log \dot{M}(\text{Radio}) = +0.03 \pm 0.23$. Für die aus der $\text{H}\alpha$ -Emission bestimmten Masseverluststraten konnte die folgen-

de Beziehungen zwischen Masseverlust und H α -Emission sowie einiger anderer Sternparameter abgeleitet werden:

$$\log \dot{M} = 0.5 \log L(\text{H}\alpha) + \log v_\infty + 0.5 \log R - 0.5I - 0.5c(T_{\text{eff}}) - 12.53 \quad (3.22)$$

In *Hurley et al.* (2000) ist eine Zusammenstellung weitere empirischer Formeln für Masseverluststraten bestimmter späterer Entwicklungszustände zu finden.

Es gab in der Vergangenheit einige Versuche, das Phänomen des Sternwinds auf einen plausiblen Mechanismus zurückzuführen. So wurden u.a. von Vibrationen an der Oberfläche des betroffenen Sterns als Erklärung untersucht. Eine für sehr späte Spektraltypen plausible Erklärung liegt in der Wechselwirkung stellarer Koronae mit der Atmosphäre, hier sind allerdings noch wesentliche Punkte wie z.B. die Bedeutung von Magnetfeldern (Plasmaheizung durch Rekonektion) nicht vollständig verstanden. Für die heißen Hauptreihen- und Riesensterne früher Spektralklassen, sind diese Erklärungen allerdings nicht ausreichend, da die mittlere Fluchtgeschwindigkeit für Hauptreihensterne im Bereich von 1000 bis 2000 km s⁻¹ liegt. Eine inzwischen allgemein anerkannte Theorie geht auf *Lucy und Solomon* (1970) zurück. Diese Theorie davon aus, daß die Wechselwirkung der aus der Photosphäre entweichenden Photonen mit den darüberliegenden Plasmaschichten zu einer Beschleunigung führt, die diese Gasschichten vom Stern wegtreibt. Die *kontinuierliche* Absorption und Streuung der entweichenden Strahlung führt bereits zu einer Strahlungsbeschleunigung, die nur knapp unter der effektiven Schwerebeschleunigung liegt. Durch zusätzliche Absorption und Streuung an starken Resonanzlinien im Bereich der EUV Strahlung kann aber eine vielfach höhere Strahlungsbeschleunigung auf die Gasschichten wirken, so daß es zu einem kontinuierlichen Materiestrom vom Stern weg kommt. *Castor et al.* (1975a) haben auf diese Weise in einer hydrodynamischen Rechnung mit gekoppeltem Strahlungstransport folgende Beziehungen für Windgeschwindigkeit und Massenverlustrate erhalten:

$$v = \sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha} 2GM(1-\Gamma_K) \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r} \right)} \quad (3.23)$$

$$\dot{M} = \frac{4\pi GM}{\bar{\kappa}_K \cdot v_{th}} \alpha \left(\frac{1-\alpha}{1-\Gamma_K} \right)^{\frac{1-\alpha}{\alpha}} (K\Gamma_K)^{\frac{1}{\alpha}} \quad (3.24)$$

Hierbei bedeuten Γ_K das Verhältnis aus Strahlungsbeschleunigung und effektiver Schwerebeschleunigung, $\bar{\kappa}_K$ die mittlere Opazität und α sowie K entstammen der Parametrisierung der Linienstärken. Für typische Werte für einen 60 M $_{\odot}$ Of-Stern erhält man mit den Parametern $\alpha \approx 0.7$ und $K \approx 0.033$ (entspricht einem Verhältnis von C zu H von 10⁻³) eine Grenzgeschwindigkeit von 1500 km s⁻¹ und eine Massenverlustrate von $\dot{M} = 6.6 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Eine entscheidende Rolle bei diesem Impulsübertrag spielt dabei die Opazität der Sternatmosphäre. Weil die Opazität mit dem Metallgehalt stark steigt, ist eine starke Abhängigkeit des Masseverlustes von der Metallizität der Sternmaterie zu erwarten. Im Falle von LBV- und WR-Sterne liefert diese Theorie allerdings bislang keine zufriedenstellende Beschreibung der jeweiligen Massenverlustphänomene. Es ist aber nicht auszuschließen, daß mit detaillierteren Strahlungstransferrechnungen, welche weitere Linien und Wellenlängenbereiche einschließen, ein Erfolg möglich ist.

Diese Masseverluste müssen große Auswirkungen auf die betroffenen Sterne haben. Man kann leicht abschätzen, daß ein Masseverlust von $\dot{M} \sim 10^5 M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ in der für Sterne charakteristischen Zeit von 10⁶ Jahren eine verlorene Masse von 10 M $_{\odot}$ bedeutet. Seit Ende der 80er Jahre des 20. Jahrhunderts werden von einigen Gruppen weltweit detaillierte Sternmodelle zum Einfluß der Massenverluste auf die Sternentwicklung untersucht (z.B. *Chiosi und Maeder* (1986), *Maeder und Meynet* (1987, 1988), *Schaller et al.* (1992), *Meynet et al.* (1994) oder *Langer et al.* (1995)). Allgemein kann festgehalten werden, daß mit steigender Nullalterhauptreihenmasse die Bedeutung des Masseverlustes auf Grund des Sternwindes ansteigt. So zeigen die Rechnungen

mit hohen Masseverlusten eine Konvergenz der Sternmassen für späte Entwicklungsstadien bei Werten zwischen 5 und $10 M_{\odot}$. Jedoch muß angemerkt werden, daß gerade die Modelle von *Meynet et al.* (1994) der Beobachtung widersprechend hohe Masseverlusten für späte Entwicklungsstadien verwenden. Jedoch werden durch diese Wahl Übereinstimmungen in anderen Beobachtungsgrößen erzielt, welche mit den vorangegangenen Modellen nicht in Einklang gebracht werden konnten. So konnten z.B. die beobachteten Anzahlverhältnisse für Wolf-Rayet Sterne verschiedener Klassen im Vergleich zu O Sternen sowie andere Eigenschaften von Wolf Rayet Sternen besser modelliert werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sind Sternwinde von zentraler Bedeutung, erlaubt der mit ihnen verbundene Masseverlust doch den Eintrag neu synthetisierter Nuklide in das interstellare Medium. Ferner stellt der Sternwind, wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, eine sehr wichtige Energiequelle für die Bildung von Strukturen im interstellaren Medium dar. Mit dem für einen $60 M_{\odot}$ Stern typischen Massenverlust von $\dot{M} \sim 10^5 M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ und der für O Sterne typischen Windgeschwindigkeit von bis zu 3000 km s^{-1} erhält man eine *mechanische Energieerzeugungsrate* (auch mechanische Leuchtkraft L_w genannt) von $L_w = 0.5 \cdot \dot{M} \cdot v_{\infty}^2 \approx 3 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Es sind also beide den Masseverlust charakterisierenden Größen, Masseverlustrate und Windgeschwindigkeit, im Sinne der gestellten Aufgabe von grundlegender Bedeutung.

Eine Einbeziehung der starken Masseverluste in die Modellierung der Sternentwicklung massiver Sterne erlaubt nun, auch Wolf-Rayet Sterne in eine Entwicklungssequenz einzuordnen. Wolf-Rayet Sterne erscheinen in dieser Vorstellung, welche nach ihrem Entdecker *Conti-Szenario* (*Conti et al.* 1983, *Conti* 1984) genannt wird, als alternde schwere Sterne, die während ihrer Entwicklung ihre ursprünglichen wasserstoffreichen Atmosphäre verloren haben (siehe z.B. *Lamers et al.* (1991))⁹ und nun je nach Grad des Masseverlustes dominante Linien von Stickstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff in ihren Spektren zeigen. Man klassifiziert Wolf-Rayet Sterne daher auch nach ihren dominanten Linien als WN-, WC- oder WO-Sterne. Ist der Restanteil an Wasserstoff in der Atmosphäre höher als etwa 10%, so nennt man WN-Sterne späte WN-Sterne (kurz: WNL), andernfalls frühe WN-Sterne (WNE). Desweiteren werden auch diese Klassifikationen je nach Stärke der charakteristischen Linien analog zur MK-Klassifikation durch Hinzufügen einer Dezimalzahl zwischen 4 und 9 noch unterteilt.

Neben diesen mehr oder weniger kontinuierlichen Masseverlusten kennt man auch eruptive Materieemissionen bei Sternen, die durch Instabilitäten ausgelöst werden, wie sie beim Überschreiten der Eddington-Leuchtkraft oder aber durch zu schnelle Rotation der Oberfläche eintreten können (siehe nächster Unterabschnitt). So zeigen zum Beispiel LBV-Sterne¹⁰ ein stark eruptives Materieemissionsverhalten mit Masseverlusten von mehr als $3 \cdot 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Allerdings liegt die untere Grenzmasse für das Erreichen einer LBV-Phase noch deutlich über der Grenzmasse für eine Wolf-Rayet-Entwicklung. Modellrechnungen zeigen, daß bezüglich der LBV-Phase auch eine obere Massengrenze existiert, da für noch schwerere Sterne der Masseverlust schon während der Hauptreihenentwicklung so stark ist, daß kein LBV-Zustand erreicht wird (z.B. *Meynet et al.* (1994), *Maeder und Meynet* (1994), *Langer et al.* (1994)). Diese Rechnungen ergaben bei solare Anfangsmetallizität der Sternmaterie untere Massengrenzen $M_{WR} \approx 30 M_{\odot}$ für Wolf-Rayet Sterne und $M_{LBV} \approx 60 M_{\odot}$ für LBV-Sterne. Sterne, deren Anfangsmasse jen-

⁹Man kennt zwei Mechanismen, die zum Verlust der Wasserstoffhülle führen können: (i) Sternwinde sehr schwerer Sterne ($M_{ZAMS} \geq 40 M_{\odot}$) und (ii) *Roche Lobe Overflow* (siehe Abschnitt 3.1.3) in engen Binärsystemen (siehe u.a. *van der Hucht* (1992), *Maeder und Conti* (1994), *Willis* (1999)). Der erste Mechanismus wird in der Regel für die häufiger beobachteten WR Sterne von schwereren Vorgängern (*Conti et al.* 1983, *Conti* 1984) verantwortlich gemacht, während die selteneren WR Sterne von Sternen mit Anfangsmassen zwischen 15 und $25 M_{\odot}$ (z.B. *Hamann und Koesterke* (1998), *Massey und Johnson* (1998)) auf den zweiten Mechanismus zurückgeführt werden. Der zweite Mechanismus spielt insbesondere bei der Deutung beobachteter WR Sterne in Umgebungen sehr niedriger Metallizität (z.B. Magellansche Wolken) eine Rolle.

¹⁰LBV = *Luminous Blue Variable*; ein blauer (heißer) Riesenstern mit stark veränderlicher Helligkeit

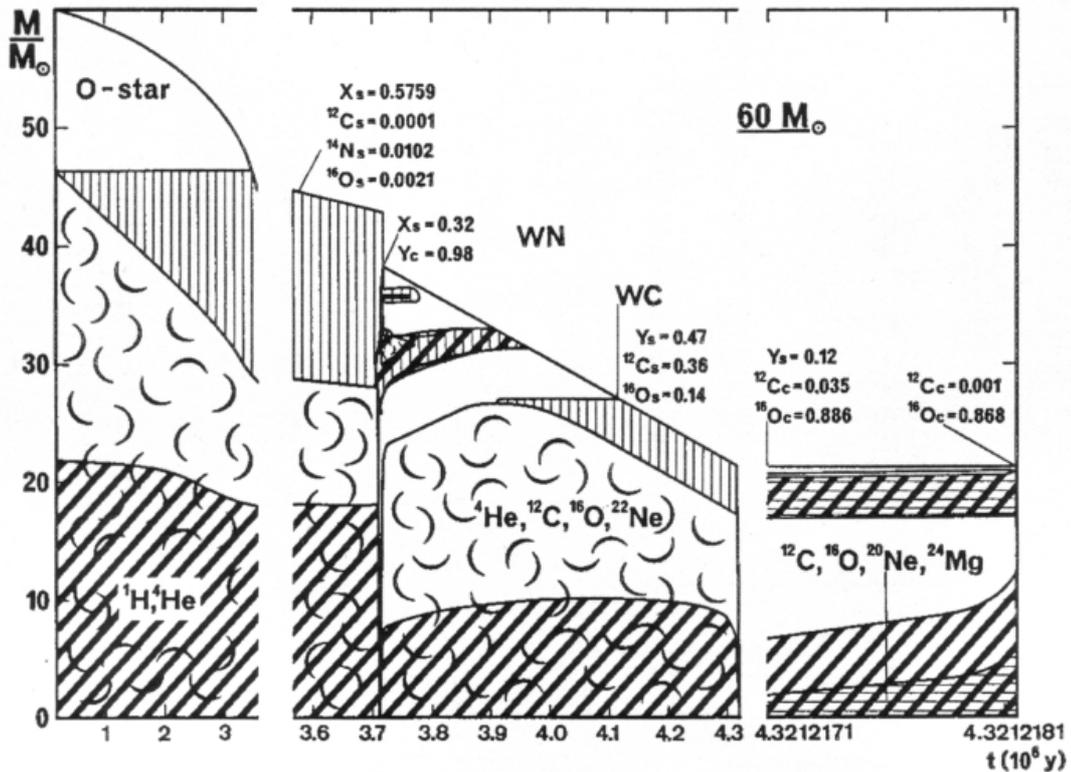


Abbildung 3.9: Struktur eines $60 M_{\odot}$ Sterns nach Maeder und Meynet (1987). Die verschiedenen Schraffuren unterscheiden die Lage der verschiedenen Zonen (z.B. Kern- und Mantelbereich) im Laufe ihrer Entwicklung. Konvektive Bereiche sind zusätzlich mit Kreisbögen unterlegt.

seits von $100 M_{\odot}$ liegt, zeigen keine starke LBV-Aktivität mehr. Abbildung 3.9 gibt einen schematischen Überblick über die zeitliche Variation des inneren Aufbaus eines $60 M_{\odot}$ Sterns unter Beachtung von Konvektion und Masseverlust. Die Auftragung der Massenordinate gegen die Zeit zeigt deutlich den Effekt des Masseverlustes. Die wolkigen Zonen bezeichnen dabei konvektive Regionen, während die dick schraffierten Bereiche Gebiete hoher nuklearer Energieproduktion ($\epsilon_{\text{nuc}} > 10^3 \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$) markieren. Die dünn schraffierten Regionen sind Gebiete variabler Wasserstoff- und Heliumkonzentration (vertikale S.) bzw. Kohlenstoff-, Neon- und Sauerstoffkonzentration. Die Zahlenwerte geben die Oberflächenzusammensetzung zu dieser Zeit wieder.

3.1.1.6 rotierende Sterne - Mischprozesse und Masseverlust

Da Sterne in aller Regel auf Grund des bei der Sternentstehung überschüssigen Drehimpulses rotieren, ist für ein detaillierte Verständnis von Aufbau und Entwicklung der Sterne eine Untersuchung der Sternrotation und ihrer Auswirkungen von großer Bedeutung. Bei massiven Sternen beobachtet man zum Beispiel äquatoriale Rotationsgeschwindigkeiten zwischen 100 und 400 km s^{-1} . Die höchste beobachtete Rotationsgeschwindigkeit wurde bei dem Stern φ Persei, einem Be Stern, gemessen. Aus der Gleichsetzung von Fliehkraft und Anziehungskraft ergibt sich für die Sterne eine maximale Rotationsgeschwindigkeit, die sogenannte *kritische Rotationsgeschwindigkeit* zu:

$$v_{\text{krit}}^{\text{Rot}} = \sqrt{\frac{G \cdot M}{R}}. \quad (3.25)$$

Die bei massiven Sternen beobachteten Rotationsgeschwindigkeiten liegen oft in der Größenordnung von einigen 10% des kritischen Wertes, wobei B Sterne in der Regel der kritischen Rotation am nächsten kommen (*Fukuda 1982*). Überschreitet der Stern die kritische Rotationsgeschwindigkeit, verliert er auf Grund der Fliehkraft seine äußere Hülle, wodurch er neben Masse auch Drehimpuls verliert.

In frühen Untersuchungen wurden Sterne oftmals als starre Rotatoren modelliert, was auf Grund ihres gasförmigen Aufbaus als eine eher unphysikalische Annahme erscheint. *Zahn (1992)* untersuchte erstmals die Auswirkungen einer differentiellen Rotation in einem aus rotierenden, konzentrischen Schalen aufgebauten Sternmodell. Beginnend im Jahr 1997 konnten Maeder und Kollegen¹¹ in einer Serie von Arbeiten unter dem Titel *Stellar Evolution with Rotation* zeigen, daß Rotation für die Entwicklung massereicher Sterne kein Effekt zweiter Ordnung ist. Maeder und Kollegen fanden, daß für massive Sterne Rotation von ähnlicher Bedeutung ist wie der im vorangegangenen Abschnitt diskutierter Masseverlust. Es zeigt sich, daß beide Phänomene ganz fundamental miteinander verknüpft sind. Der Verlust von Masse führt einerseits zu einem Verlust an Drehimpuls, andererseits ist der Masseverlust selbst vom Rotationszustand abhängig. Das von Maeder und Kollegen erarbeitete Sternmodell behandelt die Rotation des Sterns im Zahnschen Sinne als differentielle Rotation von Schalen. Neben den durch den Masse- und Drehimpulsverlust implizierten nicht-konservativen Strukturgleichungen umfaßt dieses Modell folgende Effekte:

- *Störungen der Oberfläche*: Diese Effekte gehen auf ein Theorem von von Zeipel (1924) zurück, welches eine Variation der effektiven Oberflächentemperatur bzw. des lokalen Strahlungsflusses auf Grund der variierenden lokalen, effektiven Schwerebeschleunigung des rotierenden Körpers beschreibt. Das *von Zeipel Theorem* wurde in den vorliegenden Modellen auf nicht-konservative Strukturgleichungen umgeschrieben.
- *Rotationsabhängiger Masseverlust*
- *Meridionale Zirkulation* der Materie (sog. Eddington-Vogt Zirkulation) und Wechselwirkungen mit *horizontalen Turbulenzen*
- *Scherinstabilitäten* und ihre Koppelung an lokale thermische Effekte (z.B. Konvektion)
- *nicht-stationäre Advektion* und *Diffusion* des Drehimpulses
- *Transport* und *Diffusion* der chemischen Elemente

Bezüglich der Evolution der Sterne ergaben sich mit diesen Modellen die folgenden grundsätzlichen Ergebnisse (*Meynet und Maeder 2000*):

1. Rotation spielt auf Grund der engen Koppelung an den Masseverlust eine ähnlich große Rolle wie der Masseverlust selbst. Die Gesamtauswirkung ist vergleichbar mit den Resultaten eines erhöhten Masseverlustes, wie er den nicht rotierenden Modellen von *Meynet et al. (1994)* zu Grunde liegt. Dies ist auf die längere Lebensdauer der rotierenden Sterne zurückzuführen (siehe Unterpunkt 9), d.h. der Stern verliert gleich viel Masse über einen größeren Zeitraum.
2. Die meridionale Zirkulation führt während der frühen Hauptreihenphase zu einer raschen Konvergenz ($\tau_{\text{Konvergenz}} = 1...2\% \cdot \tau_{\text{Hauptreihe}}$) des Rotationsgesetzes für die Winkelgeschwindigkeit $\Omega(r)$ zu einem Quasi-Gleichgewicht, welches sich dann im Laufe der Hauptreihenevolution langsam entwickelt.

¹¹ *Meynet und Maeder (1997), Maeder (1997), Maeder und Zahn (1998), Maeder (1999), Meynet und Maeder (2000), Maeder und Meynet (2000)*

3. Die Zirkulation bildet schnell zwei Hauptzellen:
 - (a) Im inneren Bereich verläuft die Zirkulation entlang der Polachse und dann außen zum Äquator zurück.
 - (b) In der Außenzone zeigt die Zirkulationsrichtung in die entgegengesetzte Richtung.
4. Die äußere Zirkulation nimmt im Laufe der Entwicklung an Tiefe zu.
5. Nach der Hauptreihenphase dominieren Kernkontraktion und Hüllenexpansion die Entwicklung der Drehimpulsstruktur in der Zeit, d.h. die Rotation der Atmosphäre entkoppelt von der Kernrotation.
6. Für die schwersten Sterne nimmt die Rotationsgeschwindigkeit an der Oberfläche auf Grund des Masseverlustes schon während der Hauptreihenphase stark ab.
7. Sterne mit Anfangsmassen unterhalb von $12 M_{\odot}$ können bei genügend hoher Anfangsrotation ihre kritische Rotationsgeschwindigkeit leicht erreichen (\rightarrow Be Sterne), während schwerere Sterne in der Regel stabil bleiben.
8. Eine populationsgemittelte Rotationsgeschwindigkeit führt zu ähnlichen Eigenschaften bezüglich der Sternentwicklung wie ein moderates Überschießen in einem rotationsfreien Sternmodell mit Schwarzschild-Konvektion.
9. Im allgemeinen führt eine derartige mittlere Sternrotation u.a. zu einem Ansteigen der Hauptreihenlebensdauer um bis zu 25% und der Heliumbrennphase um bis zu 10%.
10. Rotation führt zu einer größeren Unschärfe der *Masse-Leuchtkraft-Beziehung*: Identische Werte für die effektive Schwerebeschleunigung und Effektivtemperatur können leicht mit bis zu 30% verschiedenen Massen erreicht werden.
11. Ferner führt Rotation zu einer signifikanten Anreicherung der Sternatmosphäre mit He und N (Produkten des zentralen Wasserstoffbrennens). Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit Beobachtungsbefunden von *Herrero et al.* (1992, 2000) und *Venn* (1999).

Abbildung 3.10 veranschaulicht die Auswirkungen der von Maeder und Kollegen untersuchten Rotationseffekte auf die Entwicklung eines $20 M_{\odot}$ Sterns im Hertzsprung-Russell Diagramm. Während der nicht-rotierende Stern anfangs die höchste Effektivtemperatur und Leuchtkraft aufweist, werden rotierende Sterne zu späteren Phasen hin signifikant leuchtkräftiger als der nicht-rotierende Stern. Dieser Effekt wächst mit steigender Anfangsrotationsgeschwindigkeit.

In Abbildung 3.11 sind die Spuren von Sternen mit mittlerer Rotation und ohne Rotationen im Hertzsprung-Russell Diagramm verglichen. Die Entwicklungslinien mit Rotation sind in etwa vergleichbar mit Entwicklungslinien von Sternmodellen ohne Rotation, aber dafür mit konvektiven Überschießen.

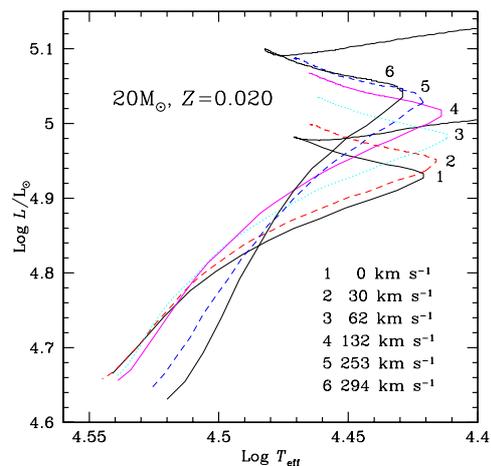


Abbildung 3.10: Entwicklungspfade eines $20 M_{\odot}$ Sterns für verschiedene äquatoriale Anfangsrotationen im HRD (Quelle: Meynet und Maeder (2000))

Zusammenfassend bleibt zusätzlich festzuhalten, daß beobachtete langsame Rotation bei O und B Sternen kein Hinweis darauf sein muß, daß die Rotation an der Oberfläche schon immer langsam war. Vielmehr kann eine evtl. beobachtete Anreicherung von He und N in der Atmosphäre als Hinweis auf eine frühere schnelle Rotation gewertet werden. *Langer et al.* (1997) wies ferner darauf hin, daß schnelle Rotation bei O Sternen eine Reduktion der Minimalmasse für den Eintritt in eine Wolf-Rayet Phase bewirken kann.

Häufig werden Isochronen¹² zur Alterbestimmung beobachteter Sternpopulationen herangezogen. Isochronen basierend auf rotierenden Sternmodellen ergeben dabei etwa 25% höheren Altersabschätzungen als Isochronen auf Basis nicht-rotierender Sternmodelle. Zudem muß bei der Altersbestimmung noch die ansteigende Unschärfe der Masse-Leuchtkraft-Beziehung berücksichtigt werden.

Schließlich ist zu beachten, daß die Sternmodelle mit Rotation, welche die Genfer Gruppe um A. Maeder berechnet hat, solare Metallizität für die Ausgangsmaterie annehmen und daher nur mit den adäquaten Modellen ohne Rotation verglichen werden können.

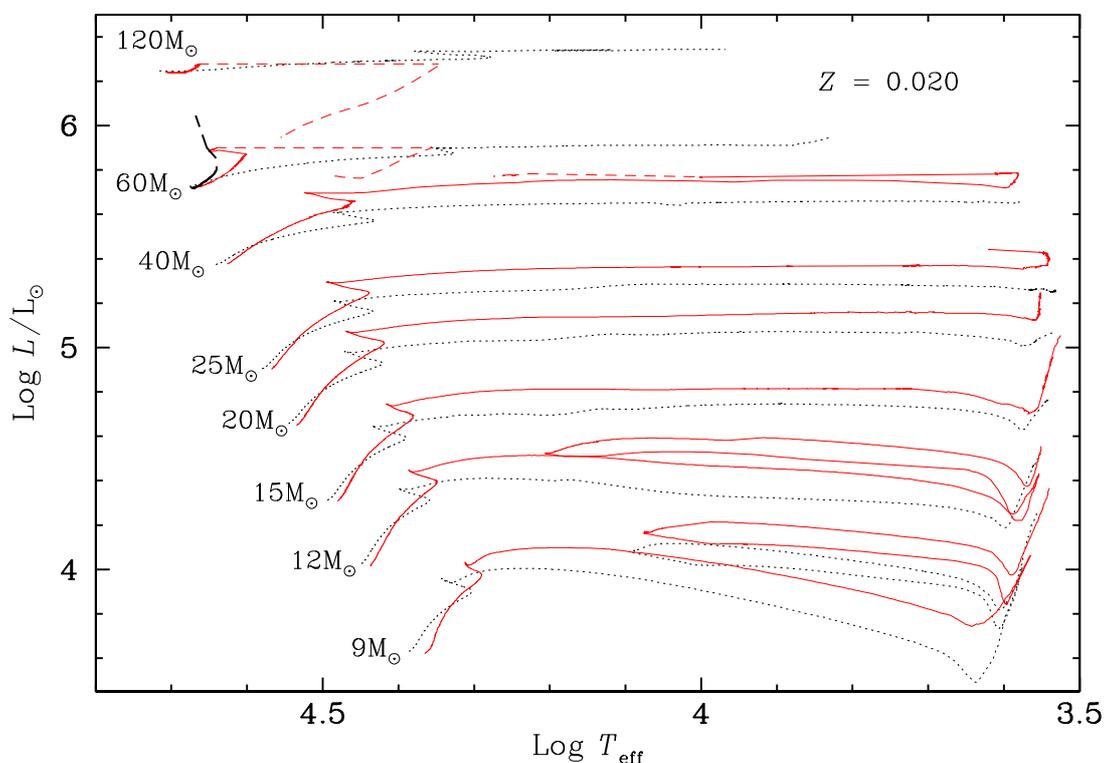


Abbildung 3.11: Entwicklungslinien von Sternen unterschiedlicher Nullalterhauptreihenmasse mit mittlerer (durchgezogene Linien) und ohne Rotation (punktierte Linien) im Hertzsprung-Russell Diagramm. (Quelle: Meynet und Maeder (2000))

3.1.1.7 Synthese von ²⁶Al in massereichen Sternen

Nachdem in den vorangegangenen Unterabschnitten die Sternentwicklung und damit verbundene Einzelphänomene detailliert untersucht wurden, soll in diesem Abschnitt die Nukleosynthese

¹²Linien, welche die Positionen von Sternen unterschiedlicher Anfangsmasse im Hertzsprung-Russell-Diagramm zu einem festen, gegebenen Zeitpunkt verbinden, nennt man *Isochronen*.

und die chemische Anreicherung der sternnahen Umgebung am Beispiel des radioaktiven ^{26}Al betrachtet werden. ^{26}Al entsteht hauptsächlich mittels einer (p, γ) -Reaktion aus ^{25}Mg . Daher müssen zur Entstehung von ^{26}Al sowohl Protonen als auch ^{25}Mg in hinreichenden Mengen zur Verfügung stehen. Als prinzipiell mögliche Zerstörungskanäle gibt es neben dem radioaktiven β^+ -Zerfall die Möglichkeit nachfolgender Kernreaktionen mit dem entstandenen ^{26}Al -Kern sowie die Erzeugung von ^{26}Al in einem isomeren Zustand $^{26}\text{Al}^m$, welcher quasi spontan für die betrachteten Zeitskalen ($\tau \approx 6.3\text{s}$) in den Grundzustand von ^{26}Al übergeht. Allerdings liegt der isomere Zustand etwa 220 keV über dem Grundzustand von ^{26}Al , was diesen Zerstörungskanal nur bei höheren Umgebungstemperaturen effizient werden läßt. Als einfachstes Synthes Szenario findet man mit den oben gelisteten Anforderungen den Fall des hydrostatischen Wasserstoffbrennens, wobei die ^{25}Mg -Häufigkeit proportional zur ursprünglichen Metallizität der Sternmaterie ist. Im Falle des explosiven Wasserstoffbrennens hingegen müssen die Elementhäufigkeiten beim Einsetzen der Explosion in Betracht gezogen werden (*Prantzos und Diehl 1996*).

In späteren Brennphasen (Kohlenstoff- und Neonbrennen) kann ^{26}Al aus zuvor während des Heliumbrennens ($^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$) synthetisiertem ^{25}Mg hervorgehen. Protonen werden dabei allerdings nur *sekundär* durch Reaktionen wie $^{23}\text{Na}(\alpha, p)^{26}\text{Mg}$ zur Verfügung gestellt, daher setzt die Betrachtung dieser Reaktionen ein deutlich umfangreicheres Reaktionsnetzwerk voraus (*Woosley und Weaver 1995a, Timmes et al. 1995a*). Während ^{26}Al im hydrostatischen Wasserstoffbrennen effizient etwa ab $3.5 \cdot 10^7$ K synthetisiert wird, liegen die Temperaturen des Kohlenstoff- und Neonbrennens, wie schon aus Abschnitt 3.1.1.2 bekannt, mit über 10^9 K deutlich höher. Bei diesen Temperaturen gewinnt nun die Zerstörung von ^{26}Al über die Population des isomeren Kanals zunehmend an Bedeutung, so daß diese Brennstadien für eine hinreichende Produktion von ^{26}Al eher zu vernachlässigen sind. Tabelle 3.2 faßt die für die ^{26}Al -Synthese wichtigen Umgebungen mit den sie charakterisierenden Parametern zusammen - dabei sind auch die in Abschnitt 3.1.2.2 diskutierten explosiven Syntheseumgebungen bereits mit aufgeführt.

Umgebung	Objekt	T [10^8 K]	ρ [g cm^{-3}]	τ_{nuc} [s]	Erzeugung	Zerstörung
hydrostat. H-Kern- brennen	massive Sterne	0.35 ... 0.7	1 ... 10	$(1 \dots 2) \cdot 10^{14}$	$^{25}\text{Mg}(p, \gamma)$	β^+ , (p, γ)
hydrostat. H-Schalen- brennen	massive Sterne, AGB	0.3 ... 0.9	$(1 \dots 2) \cdot 10^2$	$10^{13} \dots 10^{14}$	$^{25}\text{Mg}(p, \gamma)$	β^+ , (p, γ) , (n, p)
Hot Bottom Burning	schwere AGB	0.5 ... 0.9	0.5 ... 1	$10^{12} \dots 10^{13}$	$^{25}\text{Mg}(p, \gamma)$	β^+ , (p, γ)
explosives H- Brennen	Novae	1 ... 4	10^4	$\sim 10^2$	MgAl- Zyklus & $^{23}\text{Na}(p, \gamma)$	(p, γ)
hydrostat. Ne-Schalen- brennen	massive Sterne	10	10^5	10^{10}	$^{25}\text{Mg}(p, \gamma)$	(n, p) , (n, α) , β^+
explosives Ne-Brennen, ν -process	Kern- kollaps SN	20 ... 30	$\sim 10^5$	1	$^{25}\text{Mg}(p, \gamma)$	(n, p) , (n, α)

Tabelle 3.2: Synthese von ^{26}Al - Umgebungen, ihre Charakteristika, die nukleare Zeitskalen, Erzeugungs- und Zerstörungskanäle sowie die potentiellen astrophysikalischen Quellen

Im Sinne der sich im Einleitungskapitel stellenden Fragen bezüglich der beobachteten 1.809 MeV Emission und im Hinblick auf die Beobachtung von interstellarem ^{26}Al , wie sie in Kapitel 2 dis-

kutiert wird, müssen potentielle Quellen neben der reinen Produktionsmöglichkeit von ^{26}Al auch Transport- und Emissionsmechanismen zur Verfügung stellen. Andernfalls würde das neu synthetisierte ^{26}Al im Sterninneren durch seinen radioaktiven Zerfall oder nachfolgende Reaktionen auf einer nach oben durch die Lebensdauer von ^{26}Al begrenzten Zeitskala wieder zerstört. So erscheinen also Sterne mit großem Masseverlust oder aber explosive Umgebungen, wie man sie in Novae und Supernovae findet, als potentielle Quellen für interstellares ^{26}Al . Bezüglich der explosiven Szenarien sei an dieser Stelle auf den Abschnitt 3.1.2 verwiesen, der sich den Endstadien der Sternentwicklung widmet.

Wolf-Rayet Sterne erscheinen als besonders interessante Quellkandidaten, die als Spätphasen der Sternentwicklung massereicher Sterne mit Anfangsmassen über etwa $30 M_{\odot}$ verstanden werden, da die Lebensdauern dieser Sterne vom Beginn des Wasserstoffbrennens an deutlich kleiner als 10 Myr sind und Wolf-Rayet Sterne einen starken Masseverlust erleiden. Ein $60 M_{\odot}$ Stern lebt den Modellen von *Schaller et al.* (1992), *Meynet et al.* (1994) zu Folge ca. 4.5 bis 5 Myr. Die Dauer der Wolf-Rayet Phase für diesen Stern liegt in der Größenordnung von einigen 10^5 yr. *Meynet et al.* (1997) zeigte, daß in massereichen Sternen mit steigender Anfangsmasse zwischen 16% und 30% des anfänglichen ^{26}Mg -Vorrats während des Wasserstoffbrennens in ^{26}Al umgesetzt wird. Da mit steigender Anfangsmasse auch der Masseverlust zunimmt, spielt für Sterne mit Anfangsmassen über $30 M_{\odot}$ das Wasserstoffschalenbrennen eine mit steigender Masse abnehmende Rolle, so daß der Beitrag von ^{26}Al aus dem Schalenbrennen vernachlässigt werden kann. Für Zentraltemperaturen unterhalb von 10^8 K spielen andere Zerstörungskanäle, wie z.B. nachfolgende (p, γ)-Reaktionen, eine untergeordnete Rolle gegenüber dem β -Zerfall. Es muß allerdings angemerkt werden, daß die Reaktionsrate für die Reaktion $^{26}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$ relativ unsicher ist; doch erreicht sie nach *Meynet et al.* (1997) nur unter Extremannahmen eine der Zerfallsrate vergleichbare Größenordnung.

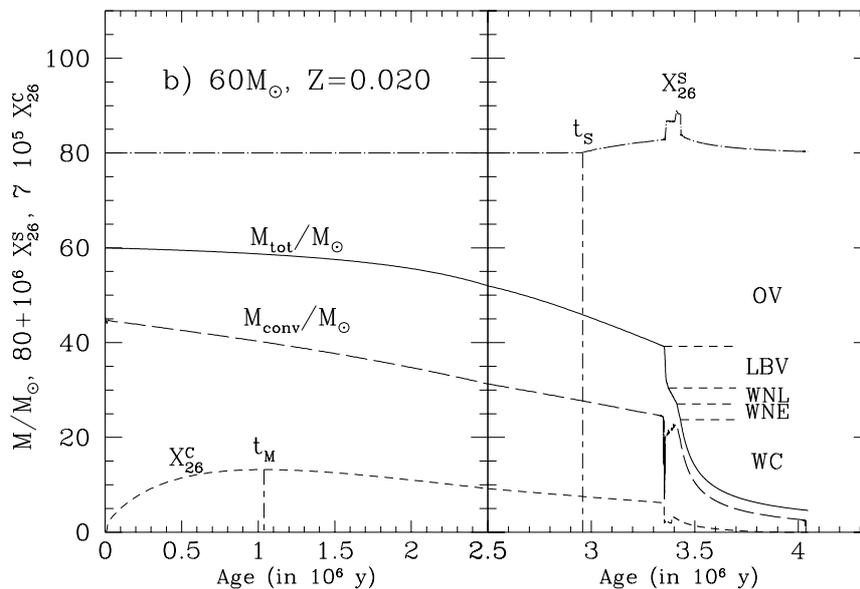


Abbildung 3.12: Synthese und Freisetzung von ^{26}Al für einen $60 M_{\odot}$ Stern nach *Meynet et al.* (1997); neben dem Zeitverlauf des Oberflächenanteils X_{26}^s sind die Zeitprofile von zentralem ^{26}Al -Gehalt X_{26}^c , totaler Masse und Masse des konvektiven Kerns eingezeichnet. Die Entwicklungszustände des Sterns sind entsprechend markiert.

Abbildung 3.12 zeigt den zeitlichen Verlauf der hydrostatischen Produktion von ^{26}Al für einen

$60 M_{\odot}$ Stern nach *Meynet et al.* (1997). Der Oberflächenanteil von ^{26}Al erreicht diesen Modellen zur Folge sein Maximum während der LBV- und WN-Phase des Sterns. Danach fällt der Oberflächenanteil während der WC-Phase stark ab. Die im interstellaren Medium vorhandene Masse von ^{26}Al läßt sich mit dem Oberflächenanteil $X_{26}^S(t)$ und der Masseverlustrate $\dot{M}(t)$ unter Berücksichtigung des radioaktiven Zerfalls zu:

$$M_{26}^{\text{ISM}}(t) = \int_0^t d\hat{t} X_{26}^S(\hat{t}) |\dot{M}(\hat{t})| \exp\left(-\frac{t-\hat{t}}{\tau_{26}}\right) \quad (3.26)$$

berechnen.

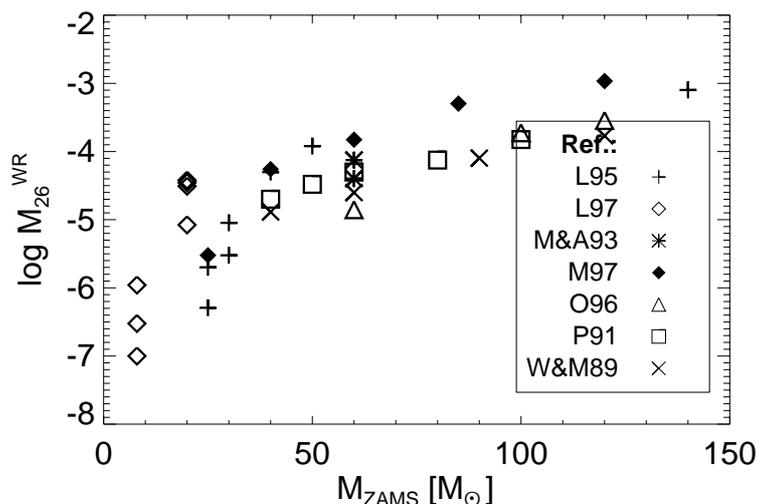


Abbildung 3.13: ^{26}Al -Erträge durch hydrostatisches Brennen in massiven Sternen als Funktion der Nullalterhauptreihenmasse. Quellen: W&M89 - Walter und Maeder (1989); P91 - Prantzos (1991); M&A93 - Meynet und Arnould (1993); L95 - Langer et al. (1995); O96 - Ødegaard (1996); M97 - Meynet et al. (1997)

Abbildung 3.13 zeigt die effektiven ^{26}Al -Erträge von schweren Sternen, wie sie von verschiedenen Gruppen errechnet wurden. Den hier dargestellten hydrostatischen Erträgen M_{26} massiver Sterne liegt die Annahme zu Grunde, daß der Zeitraum, über den ^{26}Al in das interstellare Medium eingebracht wird, mit einigen 10^5 yr kurz im Vergleich zu Lebensdauer von ^{26}Al ist. *Langer* (1994) zeigte, daß für Sterne mit Anfangsmassen über $60 M_{\odot}$ die Freisetzung ^{26}Al schon effizient während der frühen WNL-Phase stattfindet, während in den Modellen von *Meynet et al.* (1997) bei Sternen mit Anfangsmassen von $M_{\text{ZAMS}} \geq 85 M_{\odot}$ ^{26}Al sogar schon im Laufe der Of-Phase¹³ beobachtet wird. Hier erreicht die Emissionsdauer ein signifikanten Anteil der ^{26}Al -Lebensdauer, und die ^{26}Al -Massen in Abbildung 3.13 überschätzen die tatsächlich im lokalen ISM vorhandene Masse an ^{26}Al um etwa einen Faktor 2. Allgemein sieht man, daß die ^{26}Al -Erträge stark mit der Anfangsmasse der Sterne ansteigen. Es gilt: $M_{26} \propto M^{\alpha}$ mit $\alpha > 1$. Für die Modelle von *Meynet et al.* (1997) findet man für Anfangsmassen ab etwa $40 M_{\odot}$ $\alpha \approx 2.8$. Dieses Verhalten läßt sich auf die mit steigender Masse größeren konvektiven Kerne zurückführen, welche zu höheren Zentraltemperaturen und damit zu einer effizienteren Umsetzung von ^{25}Mg in ^{26}Al führen. Ferner ist eine direkte Abhängigkeit von der Metallizität Z zu beobachten, wobei diese Relation eine zweifache Ursache hat: (i) Die primäre Menge an ^{25}Mg steigt mit wachsendem Z ; (ii) Die Massenverlustrate steigt nach $\dot{M} \propto Z^{1/2}$ mit wachsender Metallizität, wobei der steigende Masseverlust zu einen zu einer größeren Menge an ^{26}Al im ISM und zum anderen zu

¹³Als Of wird die Übergangsphase eines O Sterns in die LBV- oder WR-Phase bezeichnet.

einer zeitlich früheren Emission führt, d.h. der Zeitpunkt der Emission rückt näher an den Produktionszeitpunkt. Daraus findet man für die Modelle von *Meynet et al.* (1997): $M_{26} \propto Z^{1.8}$. Für leichtere Sterne (etwa ab $25 M_{\odot}$), welche keine Wolf-Rayet Phase zeigen, sinkt der Ertrag an ^{26}Al gemäß *Meynet et al.* (1997) deutlich ab, was auf den reduzierten Masseverlust dieser Sterne zurückzuführen ist.

Während den von *Meynet et al.* (1997) berechneten Modellen Schwarzschild-Konvektion mit moderatem Überschießen zu Grunde liegt, basieren die von *Langer et al.* (1995) auf dem Ledoux-Kriterium mit Semikonvektion. Ferner ist zu beachten, daß die Meynetschen Modelle während der Hauptreihenphase einen stärkeren Masseverlust annehmen ($2 \cdot \dot{M}_{\text{deJager}}$). *Langer et al.* (1997) präsentierten Modelle, welche den Einfluß der Rotation auf den Masseverlust und die Nukleosynthese untersuchen. So konnten sie zeigen, daß im Massebereich zwischen 8 und $20 M_{\odot}$ eine erhebliche Steigerung der ^{26}Al -Erträge für schnell rotierende Sterne möglich ist. *Meynet und Arnould* (1999) schlossen auf Grund von vier Effekten der Rotation auf die Struktur eines Sterns ebenfalls auf eine Erhöhung der ^{26}Al -Erträge:

1. Rotation vergrößert die konvektiven Kerne bei konstanter Anfangsmasse.
2. Der Masseverlust während der O-Phase ist größer.
3. Schnell rotierende O Sterne erreichen die Wolf-Rayet Phase evtl. noch während des zentralen Wasserstoffbrennens.
4. Die Dauer der Wolf-Rayet Phase steigt an.

Allerdings hat die Gruppe um Meynet bislang keine quantitativen Rechnungen für die Synthese von ^{26}Al in rotierenden Sternen durchgeführt. Die detaillierten Untersuchungen der Rotationseffekte, wie sie von Maeder und Kollegen (siehe Abschnitt 3.1.1.6) durchgeführt wurde, untermauern aber die qualitative Argumentation.

Limongi et al. (2000) gehen dem Ansatz von *Chieffi et al.* (1998) folgend in ihren Modellen ebenfalls von Schwarzschild-Konvektion allerdings ohne Überschießen aus. Diese Modelle decken den Massebereich zwischen 13 und $25 M_{\odot}$ ab und konzentrieren sich rein auf die internen, nuklearen Prozesse. Die Effekte des Masseverlustes durch Sternwinde werden von dieser Gruppe vollständig vernachlässigt, was auf Grund der wesentlich schwächeren Sternwinde dieser leichteren Sterne gerechtfertigt erscheint. Jedoch findet dadurch eine mögliche Emission von synthetisiertem ^{26}Al erst zum Zeitpunkt der Supernova statt. Andererseits haben die Modelle von *Langer et al.* (1997) gezeigt, daß schnelle Rotation den Masseverlust erheblich steigern kann, was wiederum die Annahme von *Chieffi et al.* (1998) und *Limongi et al.* (2000) etwas in Frage stellt.

Neben den aus massiven Sternen hervorgehenden Wolf-Rayet Sternen können, wie u.a. von *Nøgaard* (1980), *Frantsman* (1989) und *Forestini et al.* (1991) gezeigt wurde, **asymptotische Riesensterne**¹⁴ Quellen von interstellarem ^{26}Al sein. AGB Sterne sind Sterne der Leuchtkraftklasse III und der Spektraltypen K, M, C und zum Teil S sowie M-Überriesen. Zu den Charakteristika von AGB Sternen gehören langperiodische Variabilitäten der Leuchtkraft und Effektivtemperatur, erhebliche Masseverluste und die Bildung von interstellarem Staub in der abkühlenden Windmaterie. Während Sterne der Spektralklassen M und K Überhäufigkeiten an Sauerstoff in ihrer Atmosphäre aufweisen, zeigen C- und S-Sterne Anreicherungen an s-Prozeß-Elementen¹⁵, wobei in C-Sternen allerdings Kohlenstoff dominiert. Da die Entwicklungszyklen

¹⁴ AGB = *asymptotic giant branch*

¹⁵Für die stellare Produktion neutronenreicher Nuklide kennt man zwei unterschiedliche Prozesse, die je nach ihrer Zeitskala als *slow process* (kurz: s-Prozeß) oder *rapid process* (r-Prozeß) bezeichnet werden. Eine wesentliche Rolle bei dieser Klassifikation spielt die Frage, ob zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kernreaktionen ein schwacher Zerfall des Zwischennuklids stattfinden kann oder nicht.

von AGB-Vorläufersternen teilweise wesentlich länger dauern und darüberhinaus die erwarteten ^{26}Al -Erträge geringer ausfallen als bei massereicheren Sternen, werden diese Objekte im Rahmen meiner Arbeit nicht weiter berücksichtigt. Der Vollständigkeit halber findet sich in Anhang C eine Zusammenfassung der Entwicklung und Nukleosynthese in AGB-Sternen.

3.1.2 Endstadien von massereichen Sternen

3.1.2.1 Supernovae: Klassifikation und grundlegende Mechanismen

Nachdem schon mehrfach von Endstadien der Sternentwicklung gesprochen wurde (siehe Diskussion der Entwicklung leichter Sterne auf den Seiten 61 und 236 bzw. Betrachtung der AGB Sterne im Anhang), soll die Spätentwicklung massereicher Sterne ab etwa 8 bis $10 M_{\odot}$ nun näher diskutiert werden. Während die Spätentwicklung leichter und mittelschwerer Sterne verglichen zu ihrer Gesamtlebensdauer schon rasch abläuft, ist die Spätphase massereicher Sterne noch bedeutend schneller und dramatischer. Wie bereits in Abschnitt 3.1.1.2 gezeigt wurde, verlaufen die späten Brennphasen massereicher Sterne auf Zeitskalen von höchstens 10^2 Jahren. Die letzten Brennstadien haben Zeitkonstanten im Bereich von Stunden (Siliziumbrennen mit $\tau_{\text{SiCB}} \sim 1$ h). Die dem Erlöschen der nuklearen Energiequellen folgenden Phänomene ereignen sich auf noch deutlich kleineren Zeitskalen und werden unter dem Begriff der *Kernkollaps-Supernova* zusammengefaßt. Daher nennt man die späten Brennphasen auch die *Prä-Supernova Entwicklung* und Sterne in diesem Zustand *Supernova-Vorgänger*. Wie bereits im Einleitungskapitel erörtert, entstammt die Bezeichnung *Supernova* dem ursprünglichen Verständnis von Nova- und Supernova-Ereignissen als Entstehung eines neuen (lat. novum, nova) Sterns, wobei das Prädikat *Super* darauf hinwies, daß diese *Nova* besonders hell war (Supernovae sind im Maximum etwa 10000fach heller als Novae bei gleicher Entfernung). 1934 wiesen W. Baade und F. Zwicky nach, daß es sich bei Novae und Supernovae um prinzipiell verschiedene Phänomene handelt, die nicht mit der Entstehung neuer Stern sondern vielmehr mit der Spätentwicklung von Sternen zu tun haben. Anhand ihrer Spektren und Lichtkurven wurden Supernovae von R. Minkowsky (1941) und F. Zwicky (1965) in grob zwei Klassen eingeteilt:

Typ I: Supernovae vom Typ I zeigen entweder nur sehr schwache oder gar keine Wasserstofflinien. Darüberhinaus haben sie einen steilen Helligkeitsabfall um etwa 3^m während der ersten 30 Tage, danach ist der Helligkeitsverlauf mit einer Zeitkonstante von $\tau \approx 75$ d deutlich flacher. Das Spektrum zeigt schon vor dem Helligkeitsmaximum ausgeprägte Emissions- und Absorptionsbänder bis zu etwa 100 \AA . Die Bestimmung der Expansionsgeschwindigkeit wird durch Unsicherheiten in der Linienidentifikation erschwert, liefert aber Werte im Bereich um 10^4 km s^{-1} . Etwa 200 bis 400 Tage nach Erreichen des Helligkeitsmaximums treten Emissionsstrukturen hervor, die auf teilweise verbotene Linien (z.B. [OI] $\lambda 6300 \text{ \AA}$) zurückgeführt werden.

Typ II: Im Gegensatz zu den Typ I Supernovae zeigen diese Supernovae starke Wasserstofflinien ($\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$) in ihren Spektren. Der anfängliche Helligkeitsabfall nach Erreichen des Maximums mit 1^m in 20 Tagen deutlich schwächer als bei Typ I SNe. Nach etwa 50 bis 100 Tagen erfolgt ein Übergang zu deutlich steilerem Helligkeitsabfall. Die Spektren ähneln Nova-Spektren, zeigen aber stärker verbreiterte Emissionsbänder. Aus den Dopplerverschiebungen der Absorptionslinien wurden für Typ II Supernovae Expansionsgeschwindigkeiten zwischen 5000 und 20000 km s^{-1} gemessen. Ein weiteres Charakteristikum von Typ II Supernovae ist ihre ausschließliche Zugehörigkeit zu Systemen der Population I¹⁶; sie werden fast ausschließlich in Spiralgalaxien beobachtet.

¹⁶Sterne werden vielfach in zwei Populationen unterschieden. Sterne der Population I gehören...

Typ I Supernovae werden zu dem je nach Auftreten einer Absorptionsstruktur bei $\lambda \approx 610$ nm, welcher der blauverschobenen [SiII]-Linie zu geschrieben wird, in Ia (mit) oder Ib/c (ohne) Supernovae unterschieden. Die Typen Ib und Ic werden nach der Stärke ihrer Heliumlinien unterschieden, wobei die Ib Typen starke und die Ic Typen schwache Heliumlinien aufweisen (*Branch et al.* 1991). Für die relativen Häufigkeiten der einzelnen Supernovatyphen in Spiralgalaxien wie der Milchstraße findet man ein Verhältnis von 4:3:5 für die Folge Ia:Ib/c:II (*Cappellaro et al.* 1997).

Schon die Zuordnung der verschiedenen Supernovatyphen zu ihren Mutterumgebungen gibt einen ersten Hinweis auf die Vorgänger dieser Sternexplosionen. Während Typ Ia Supernovae unabhängig von ihrer Umgebung in allen Sternsystemen beobachtet werden können, sind Typ Ib/c und Typ II Supernovae, wie schon erwähnt, ausschließlich in Gebieten der Population I, also junger Sterne, in Spiralgalaxien zu beobachten. Dieser Befund läßt darauf schließen, daß den Supernovae vom Typ Ia und denen der Type Ib/c & II unterschiedliche Vorgänger zugrundeliegen.

Während für Typ Ia Supernovae alte, leichte Objekte verantwortlich gemacht werden, gelten für die anderen Typen junge, massereiche Sterne als Vorgängerobjekte. Auf den Mechanismus für Typ Ia Supernovae soll daher an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden, zumal *Timmes et al.* (1995b) gezeigt hat, daß diese Supernovae keinen signifikanten Beitrag zur ^{26}Al -Synthese leisten.

Typ Ib/c und Typ II Supernovae (kurz: SNIb/c bzw. SNII) gelten als abschließende Phase der Entwicklung eines massereichen Sterns - man könnte sagen, als Sterben eines massiven Sterns. Nach dem grundlegenden Prozeß nennt man SNIb/c und SNII zusammenfassend *Kernkollaps-Supernovae*. Der Mechanismus kann in Grundzügen wie folgt dargestellt werden:

1. Wenn nach dem Siliziumbrennen die nukleare Energiequelle im Kern des massiven Sterns endgültig erlischt, ist der Stern zunächst nicht in der Lage, dem nach innen wirkenden Gravitationsdruck entgegenzuwirken. Die Entartung des Elektronengas reicht auf Grund der höheren Masse nicht aus, um analog zur Bildung eines Weißen Zwerges den nun einsetzenden Kollaps des Kerns aufzuhalten.
2. Zunächst stürzen der Kern und die direkt um den Kern liegenden Schichten in Richtung des Schwerpunktes des Sterns. Dabei steigt die Dichte der Sternmaterie im Zentrum extrem an. Wie bereits Baade und Zwicky (1934) gezeigt haben, wird genügend Gravitationsenergie frei, um die beobachtete freigesetzte Energiemenge (Integration über die bolometrische Leuchtkraft plus kinetische Energie der Ejekta) zu erzeugen. Diese Abschätzung vernachlässigt allerdings die sehr effiziente Neutrinoabkühlung (siehe folgende Punkte).
3. Die Dichte der zentralen Sternmaterie steigt schließlich so weit an, daß die Neutronisierung der Materie einsetzt. Bei Temperaturen von etwa 10^{10} K und Dichten von über $10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ werden die Atomkerne der schwereren Nuklide dissoziiert, was zu einem raschen Absinken des Drucks führt. In Folge der Volumenverkleinerung steigt nun die Fermi-Energie des Elektronengases so weit an, daß die e^- in die Kerne eindringen und sich mit den Protonen zu Neutronen vereinigen können: $p + e^- \rightarrow n + \nu$ oder $A_Z + e^- \rightarrow A_{Z-1} + \nu$. Die auf diese Weise gebildeten neutronenreichen Kerne sind instabil und zerfallen durch *Abtropfen* einzelner Neutronen. Durch diesen Prozeß sinkt die Elektronenzahl und es verbleiben fast ausschließlich Neutronen im Kernbereich.
4. Der Wegfall der elektrischen Abstoßung führt schließlich zu einem rapiden Volumenverlust des Kerns, da die Neutronen wesentlich dichter gepackt werden können.
5. Dieser Kollaps wird nun durch den fermionischen Charakter der Neutronen gestoppt. Analog zur Bildung eines Weißen Zwergs füllen die Neutronen alle möglichen Besetzungs-

zustände von unter her auf und erzeugen so einen neuen Fermi-Druck, welcher dem Gravitationsdruck entgegenwirkt. Erst bei Überschreitung einer Grenzmasse - alte Rechnungen geben für die Grenzmasse das *Volkhoff-Oppenheimer Limit* von ca. $1 M_{\odot}$, während neuere Rechnungen je nach Zustandsgleichung (*Timmes und Arnett 1999*) der Kernmaterie eine Grenze zwischen 2 und $3 M_{\odot}$ errechnen - ist eine Stabilisierung nicht möglich, und der Stern geht direkt in ein *stellares Schwarzes Loch* über (*Timmes et al. 1996*). Den stabilen Zustand nennt man in dieser Phase *Proto-Neutronenstern*.

6. Ist die Masse des Objektes nicht zu groß, stabilisiert sich der Kern abrupt, die Kompressibilität nimmt stark ab und es kommt zu Bildung einer ersten nach außen laufenden Schockfront (*core bounce*), wobei man hier eine Fallunterscheidung gemäß
 - (a) $v_{\text{Einfall}} > v_{\text{Schock}}$: Bei diesem *Akkretionsschock* bewegt sich die Schockfront relativ zur Massencoordinate nicht nach außen, und es kommt zu einer Aufheizung des einfallenden Materials.
 - (b) $v_{\text{Einfall}} < v_{\text{Schock}}$: Beim *Explosionsschock* treibt die Schockfront das Material nach außen.

vornehmen kann. Eine Untersuchung der Energiebilanz zeigt, daß die Schockenergie in der Regel kleiner als die Bindungsenergie der einfallenden Materie an den Proto-Neutronenstern ist, was eine direkte Explosion auf Grund des *core bounce* verhindert. Zudem wird die Schockfront für die Neutrinos transparent, so daß effektiv Energie in Form von Neutrinos abgestrahlt wird.

7. Während die freie Weglänge für Neutrinos im Außenbereich des kollabierenden Sterns mit ca. 400 Lichtjahren um Größenordnungen über der Ausdehnung liegt, ist sie im Kollapsbereich auf Grund der hohen Dichte und Fermi-Energie so klein, daß die Neutrinos eine Diffusionsbewegung machen. Im Mantelbereich führen die Neutrino zu einer Heizung und damit zu einem ν -getriebenen Wind, welcher die Schockfront wiederbelebt und schließlich zur Explosion führt. Nach erfolgter Supernova-Explosion nennt man den verbleibenden Kern einen *Neutronenstern*. Diese verzögerte Explosion wird auch *delayed detonation* genannt (*Thielemann et al. (1996)*).

Besonders Typ Ib/c Supernovae werden unter dem Gesichtspunkt des direkten Übergangs in ein isoliertes Schwarzes Loch diskutiert, wobei dieser Prozeß als ein möglicher Mechanismus für sog. *Hypernovae* angesehen wird (*Woosley 1993, Paczynski 1998*). Diese Hypernovae könnten durch Freisetzung von Bindungsenergie oder aber durch den sog. *Blandford-Znajek Mechanismus* die für Gamma-Ray Bursts¹⁷ typischen hohen Energien freisetzen (*Hansen 1999, Brown et al. 2000*).

Bei der Modellierung von Supernovae liegen die Probleme, wie so häufig, im Detail. So ist es bislang auf Grund der hohen Anforderungen an Auflösung und Präzision nicht gelungen, Supernovae selbst-konsistent zu modellieren. Supernovamodelle mit dem Ziel einer Explosion auf Basis der grundlegenden gravitativen und nuklearen Prozesse ergeben in aller Regel zu

¹⁷GRB = *Gamma Ray Burst*: In den 1960er Jahren entdeckte Klasse von kosmischen γ -Strahlungsausbrüchen. Nach ihrem Zeitverlauf werden GRBs in kurze ($\tau < 2s$) und lange Bursts eingeteilt. Unter der Annahme isotroper Abstrahlung werden bei GRBs Energie von bis zu einigen 10^{53} erg freigesetzt. Der Mechanismus der GRBs ist bislang nicht vollständig aufgeklärt (siehe Review von *Woosley und MacFadyen (1999)*), allerdings läßt die Bimodalität der Zeitverläufe evtl. zwei oder mehr Mechanismen erwarten. So werden für Bursts kurzer Dauer Verschmelzungen kompakter Objekte wie z.B. Neutronensterne (z.B. *Eichler et al. (1989), Bethe und Brown (1998), Janka et al. (1999)*) verantwortlich gemacht, während die Beobachtung der Korrelation der ultra-hellen Ib/c Supernova SN1998bw mit dem GRB 980425 eine Verbindung zwischen den Hypernovae und lang andauernden GRBs nahe legt.

niedrige Energieproduktionsraten, um die Hülle des Proto-Neutronensterns in einer Explosion vom Neutronenstern zu entfernen. Neben der Beschreibung des Neutrino-Transports durch den Proto-Neutronenstern (Yamada et al. 1999) sind die Frage nach Konvektion, Mischprozessen und Rotation Fragen der aktuellen Supernovaforschung (Keil et al. 1996, Woosley und Heger 1999).

3.1.2.2 Explosive Nukleosynthese - ^{26}Al und ^{60}Fe

Wie in Tabelle 3.2 bereits zu ersehen ist, eröffnet sich während des explosiven Wasserstoffbrennens ein weiterer Produktionskanal für stellares ^{26}Al , da hier die notwendigen Reaktionen genügend schnell ablaufen können. Es handelt sich dabei um den nach neueren Ergebnissen nicht geschlossenen *MgAl-Zyklus* (Prantzos und Diehl 1996). Timmermann et al. (1988) konnte in einer Messung zeigen, daß der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei allen Temperaturen größer als der Wirkungsquerschnitt der Rückreaktion $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ ist, welche den Zyklus schließen würde.

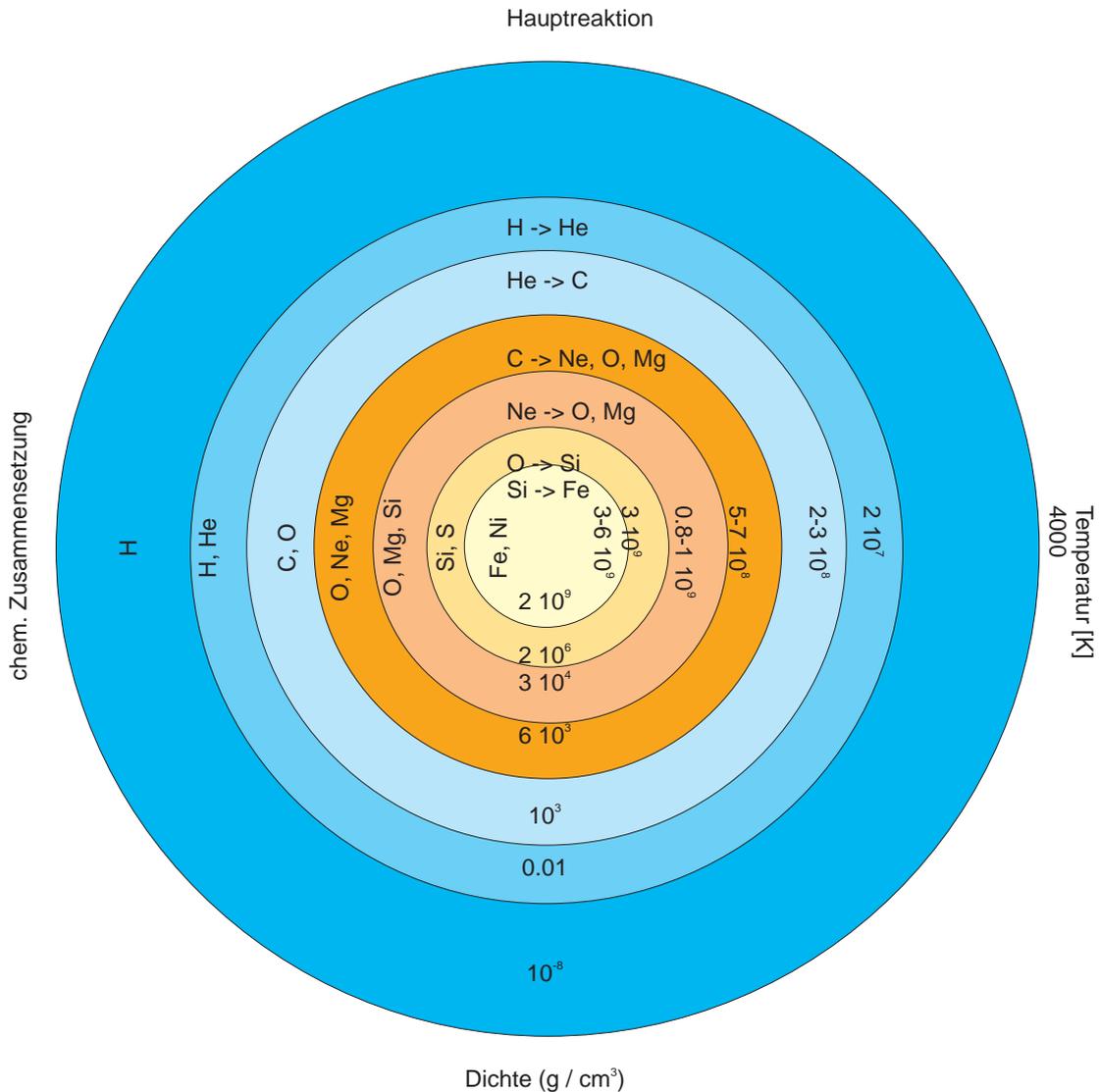


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau eines massiven Sterns im Präsupernovastadium

Nukleosynthese findet in der Prä-Supernova bzw. der Supernova beim Siliziumbrennen im Kern und in diversen Brennschalen, während der Explosion im Bereich der Photodesintegration durch den α -Prozeß sowie in den weiter außenliegenden Schalen explosiv beim Durchgang der Schockfront statt. Durch die bei der Photodesintegration und im α -Prozeß freigesetzten Neutronen laufen in den inneren Regionen je nach Zeitskala r- und s-Prozeßreaktionen ab, so daß hier sehr neutronenreiche Elemente entstehen können.

Supernova-Nukleosynthesemodelle beruhen in der Regel auf detaillierten Modellen der späten Sternentwicklung mit großen Nukleosynthesenetzen. Im Falle der häufig verwendeten räumlich 1-dimensionalen Modelle mit unterschiedlicher Parametrisierung der (konvektiven) Mischprozesse im Rahmen der Mischungslängentheorie ergibt sich ein zwiebelschalenähnlicher Aufbau des Präsupernova-Sterns, wobei vom Kern her die Schichten des zentralen Siliziumbrennens, des explosiven Sauerstoff-, Neon-, Kohlenstoff-Schalenbrennens sowie der Helium- und Wasserstoffschalenquelle folgen, so fern die äußeren Schichten nicht durch den Masseverlust vom Stern entfernt wurden (siehe Abbildung 3.14). 2-dimensionale, hydrodynamische Rechnungen mit eingeschränktem Nukleosynthesenetz des explosiven Sauerstoffbrennens (*Bazan und Arnett 1994*) zeigen, daß es zur Ausbildung starker Turbulenzen in den Schichtgrenzen kommen kann, so daß das Bild der Zwiebelschale wohl ein Artefakt der 1-dimensionalen Darstellung ist. Allerdings ergeben 3-dimensionale, hydrodynamische Modelle wiederum Hinweise auf eine Überbewertung der Turbulenzen in den 2-dimensionalen Modellen. Es ist zu erwarten, daß die Wahrheit, wie so oft, zwischen den Extremen liegt.

Um nun detailliert die explosiven Nukleosyntheseprozesse im Modell untersuchen zu können, wird, wie schon erwähnt, auf Grund des Rechenaufwands und der Unsicherheiten der detaillierten, physikalischen Prozesse (z.B. Mischen) in der

Regel auf die 1-dimensionalen, parametrisierten Ansätze zurückgegriffen. Bei diesen Modellen wird die Explosion *künstlich* durch Hinzuführen von Energie (in Größenordnung der empirisch bestimmten Supernova-Energien von ca. 10^{51} erg (*Jones et al. 1998*) herbeigeführt. Ein weiterer freier Parameter der aktuellen Supernova-Modelle ist der sogenannte *mass cut*¹⁸, der den Massenanteil des kompakten Überrestes der Supernovaexplosion von den Ejekta trennt. *Weaver und Woosley (1993)*, *Woosley und Weaver (1995a)* haben Sternmodelle im Massenbereich zwischen 11 und $40 M_{\odot}$ Sterne beginnend bei der Hauptreihenphase bis zur Supernova-Explosion untersucht. Die dabei verwendeten Sternentwicklungsmodelle ignorieren allerdings die Effekte des Masseverlustes vollständig, was aber, wie die Diskussion der ^{26}Al -Erträge massiver Sterne in Abschnitt 3.1.1.7 gezeigt hat, für Anfangsmassen unterhalb von $25 M_{\odot}$ keinen dramatischen Einfluß hat.

Für Sterne des oberen Masseintervalls sind allerdings zu hohe Erträge zu erwarten, da hier der stärkere Masseverlust sich auf die Sternentwicklung deutlicher auswirkt. In dem von *Woosley und Weaver (1995a)* berechneten Nukleosynthesenetzwerk wird ^{26}Al in der Präsupernova domi-

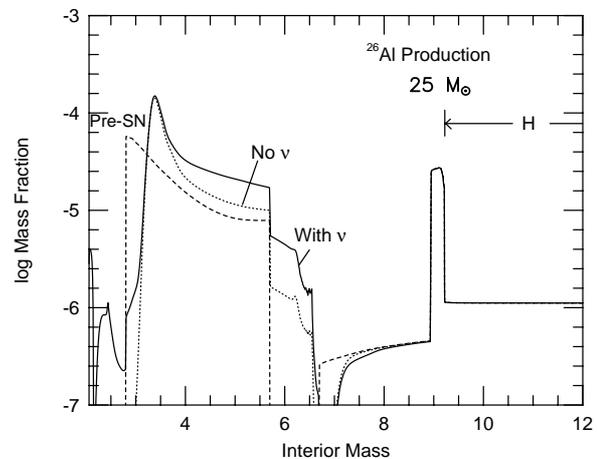


Abbildung 3.15: Massenprofil von ^{26}Al im Inneren eines $25 M_{\odot}$ Sterns vor (gestrichelt) und nach dem Durchgang der Supernova Schockfront: mit (durchgezogen) und ohne (gepunktet) ν -Prozeß.

¹⁸Freigesetztes ^{44}Ti , welches anhand der γ -Emission (bei 68 und 78 keV sowie bei 1.157 MeV) der radioaktiven ^{44}Ti -Zerfallskette beobachtet werden kann, ist auf Grund seiner Synthese direkt oberhalb des zurückbleibenden Fe/Ni-Kerns eine kritische Beobachtungsgröße für den mass cut. Die 1.157 MeV Strahlung wurde erstmals von *Iyudin et al. (1994)* für Cas A mit Hilfe von COMPTEL nachgewiesen.

nant im Neonschalenbrennen erzeugt. Durch starke Aufheizung während der letzten Stunde vor der Explosion steigt die Temperatur in der Neonschale stark an und erhöht so die Effizienz der ^{26}Al -Synthese. Abbildung 3.15 zeigt das innere Häufigkeitsprofil für ^{26}Al im Falle eines $25 M_{\odot}$ Sterns vor und nach Durchgang der Supernovaschockfront. Deutlich sichtbar ist die dominante Produktion von ^{26}Al in der Neonschale. Während der Explosion eröffnet sich ein weiterer Kanal für die Produktion von ^{26}Al durch den sogenannten ν -Prozeß (Woosley *et al.* 1990). Auf Grund der hohen Dichte können Neutrino-Streunungen an ^{20}Ne , ^{16}O , ^{23}Na und ^{24}Mg sekundäre Protonen freisetzen, welche die ^{26}Al -Produktion um ca. 30% steigern können. Dieser Mechanismus hängt im besonderen von den ν_{μ} - und ν_{τ} -Spektren ab (Timmes *et al.* 1995b). Die Unsicherheiten durch die 1-dimensionale Parametrisierung der Mischprozesse lassen sich zu einem Faktor 3 bis 12 abschätzen. Die Behandlung der Konvektion erscheint besonders kritisch, da bei konvektiven Zeitskalen von der Größenordnung der nuklearen Zeitskala das Gleichgewicht von Synthese und Zerstörung von ^{26}Al empfindlich gestört wird. Neben der Neonschale wird ^{26}Al zu dem im hydrostatischen Wasserstoffschalenbrennen und im explosiven Kohlenstoffbrennen erzeugt. ^{60}Fe , ein weiteres Radioisotop mit einer Lebensdauer von ca. 2.16 Myr, wird in Kernkollaps-Supernovae durch explosives Brennen der Helium- und Neonschale produziert, wobei die Produktion in der Neonschale in der Regel dominiert (Timmes *et al.* 1995a). Es ist daher zu erwarten, daß die Erträge von ^{26}Al und ^{60}Fe in Kernkollaps-Supernovae eng miteinander korrelieren. Timmes *et al.* (1995a) haben auf Grund dieser Korrelation ein Verhältnis der erwarteten γ -Emission aus dem ^{60}Fe -Zerfall¹⁹ zur galaktischen Intensität der 1.809 MeV Linie im stationären Fall von ca. 16% errechnet (siehe Diskussion in Timmes und Woosley (1997), Diehl und Timmes (1998)).

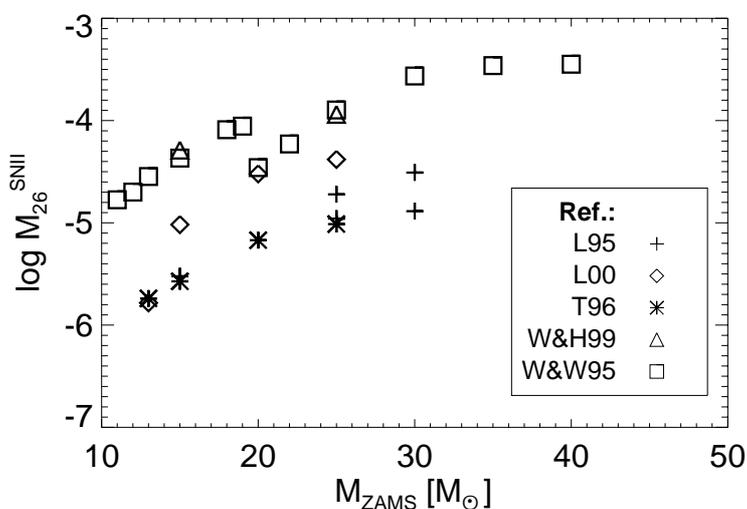


Abbildung 3.16: ^{26}Al -Erträge von Kernkollaps-Supernovae als Funktion der ZAMS-Masse; L95 - Langer *et al.* (1995), L00 - Limongi *et al.* (2000), T96 - Thielemann *et al.* (1996), W&H99 - Woosley und Heger (1999), W&W95 - Woosley und Weaver (1995b)

Abbildung 3.16 zeigt zusammenfassend die ^{26}Al -Erträge für Kernkollaps-Supernovae als Funktion der Vorläufermassen für solare Metallizität. Das bislang vollständigste und dichteste Massengitter wurde von Woosley und Weaver (1995a) berechnet (siehe oben). Ähnlich wie schon im

¹⁹Mit einer Halbwertszeit von ca. 1.5 Myr zerfällt ^{60}Fe durch β -Zerfall in den angeregten Zustand von ^{60}Co , das unter Aussendung eines 58.6 keV-Photons in den Grundzustand übergeht. Das ^{60}Co zerfällt aus dem Grundzustand mit einer Halbwertszeit von 5.2714 yr zu über 98% durch β -Zerfall in den vierten angeregten Zustand von ^{60}Ni , daß seinerseits schließlich dominant über eine zweistufige γ -Kaskade (pri.: 1173.237 keV; sek.: 1332.501 keV) in den stabilen Grundzustand übergeht (Quelle: Firestone *et al.* (1996)).

Falle der Erträge massiver Sterne in Abbildung 3.13 ergibt sich für die Kernkollaps-Supernovae eine Proportionalität von Masse des Vorläufersterns zum ^{26}Al -Ertrag. Allerdings ist der Zusammenhang auf Grund einer Strukturänderung im Kern des Vorläufersterns im Massenbereich zwischen 19 und $20 M_{\odot}$ nicht monoton, da Kohlenstoff- und Neonbrennen im Kern nicht mehr konvektiv, sondern im Strahlungsgleichgewicht verlaufen (*Woosley und Weaver 1995b*). Ab Anfangsmassen von über $30 M_{\odot}$ nimmt der Ertrag wieder ab. Dieser Effekt hängt allerdings stark von der für die Supernova angenommenen Explosionsenergie ab (freier Parameter!). In diesem Massenbereich ist außerdem die Vernachlässigung des Masseverlustes in der Sternentwicklung besonders schwerwiegend, so daß die Erträge für Anfangsmassen über etwa $20 M_{\odot}$ einer größeren Unsicherheit unterliegen als zu niedrigeren ZAMS-Massen. Auf Grund des fehlenden Masseverlustes können die so modellierten Supernovae als Typ II klassifiziert werden.

Woosley et al. (1995) haben ergänzend Supernovae ausgehend von reinen Heliumsternen untersucht. Diese Heliumsterne können als Kerne von Sternen betrachtet werden, welche durch Roche Lobe Overflow (siehe Abschnitt 3.1.3) oder massiven Masseverlustes auf Grund eines Sternwindes (Die Interpretation der Heliumsterne als Folge eines Windmassenverlustes wird von den Autoren als mit größeren Unsicherheiten behaftet angesehen!) ihre gesamte Wasserstoffhülle verloren haben. Auch in der weiteren Entwicklung dieser Heliumsterne wurde der Masseverlust berücksichtigt. Für Heliumsterne mit Anfangsmassen über etwa $10 M_{\odot}$, welche ZAMS-Massen von $30 M_{\odot}$ und mehr entsprechen (*Woosley und Weaver 1995b*), findet man um einen Faktor 2 bis 5 reduzierte ^{26}Al -Erträge im Vergleich zu Modellen ohne Masseverlust. Diese Modelle können als Indikatoren für die Charakteristiken der Nukleosynthese in Ib/c Supernovae gewertet werden. Im Falle von Ib/c Supernovae von Wolf-Rayet Sternen, welche auf Grund des eigenen Sternwindes entstanden sind, ist diese Interpretation mit großen Einschränkungen an die Genauigkeit verknüpft, da dann der Kern des Wolf-Rayet Sterns eine andere Struktur haben kann, wie die hier betrachteten Heliumsterne. Diese Einschränkung der Übertragbarkeit gilt auch für eine mögliche Koppelung der Supernovamodelle von *Woosley et al.* (1995) mittels der CO-Kernmasse an gängige Sternentwicklungsmodelle (*Heger 2000*).

Woosley und Heger (1999) untersuchten schließlich die Effekte von Rotation, Masseverlust und unterschiedlich starker Semikonvektion mit und ohne Überschießen anhand zweier Modelle für 15 und $25 M_{\odot}$. Der Masseverlust wurde dabei anhand der empirischen Masseverlustformel von *Nieuwenhuijzen und de Jager* (1990) modelliert, während für die Rotation die Näherung eines starren Rotators gewählt wurde; was z.T. zu veränderten Effekten im Vergleich zu der in Abschnitt 3.1.1.6 von *Maeder und Kollegen* bevorzugten Beschreibung der Rotation führt. Die Semikonvektion wurde als diffusiver Prozeß angenommen, wobei die Geschwindigkeit des Diffusionsprozesses als Parameter untersucht wurde.

Abbildung 3.17 zeigt das Verhältnis der Erträge an ^{26}Al und ^{60}Fe zu den entsprechenden Werten nach *Woosley und Weaver* (1995a) in Abhängigkeit der untersuchten Parameter. Modelle mit Rotation und schneller Semikonvektion liefern ähnliche ^{26}Al -Erträge wie nicht-rotierende Modelle mit stärkerer Konvektion und Überschießen. Andererseits ist in diesem Fall die Produktion von ^{60}Fe deutlich reduziert. Die insgesamt kleinsten Unterschiede zwischen den rotierenden und nicht-rotierenden Modellen ergeben sich bei rotierenden Modellen mit langsamer Semikonvektion; Rotation mit langsamer Semikonvektion kommt bezüglich der Synthese von ^{26}Al und ^{60}Fe den Bedingungen bei nicht-rotierenden Supernovae mit schneller Konvektion und konvektivem Überschießen am nächsten. Dieser Befund deckt sich mit den für massive Sterne erhaltenen Ergebnissen von *Meynet und Maeder* (2000). Modelle mit Rotation und Masseverlust liefern Abweichungen der ^{26}Al -Erträge von weniger als 20% zu den vergleichbaren Modellen gleicher Anfangsmasse gemäß *Woosley und Weaver* (1995a).

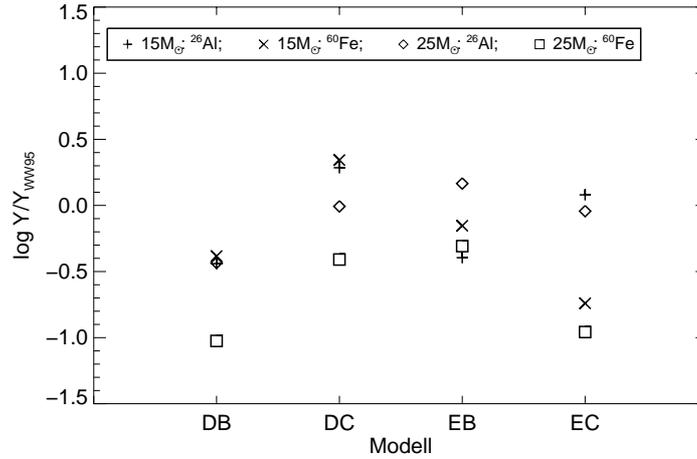


Abbildung 3.17: Logarithmisches Verhältnis der ²⁶Al- & ⁶⁰Fe-Erträge für 15 und 25 M_☉ Sterne unterschiedlicher Konvektion, Masseverlustrate und Rotation (nach Woosley und Heger (1999)) relativ zu den entsprechenden Erträgen aus Woosley und Weaver (1995a). (Modellbezeichnungen: D - keine Rotation / E - Rotation mit $v = 200 \text{ km s}^{-1}$ / B - langsame Semikonvektion / C - schnelle Semikonvektion mit moderatem Überschießen)

Die von Langer *et al.* (1995) berechneten Modelle umfassen keine explosive Nukleosynthese, so daß in der Supernova nur während des hydrostatischen Brennens synthetisiertes und noch nicht freigesetztes ²⁶Al emittiert wird. Die Modelle von Thielemann *et al.* (1996) hingegen umfassen ein sehr umfangreiches Synthesenetzwerk für die explosive Nukleosynthese, berücksichtigen aber keine hydrostatischen Brennvorgänge im Vorläuferstern. Daher können die Erträge hier als *rein explosiv* betrachtet werden. Die von Chieffi *et al.* (1998), Limongi *et al.* (2000) präsentierten Modelle folgen dem schon in Abschnitt 3.1.1.2 diskutierten Ansatz, sie vernachlässigen die Effekte des Massenverlustes und der Rotation. Daher können sie am ehesten mit den Modellen von Woosley und Weaver (1995a) verglichen werden. Beide Modellklassen setzen sowohl hydrostatisch wie explosiv synthetisierte Nuklide erst während der Supernova frei. Der Vergleich mit den korrespondierenden Modellen von Woosley und Weaver (1995a) ergibt für die Rechnungen von Limongi *et al.* (2000) Erträge, die bis zu eine Größenordnung niedriger sind, wobei die Diskrepanz im Bereich der niedrigen Anfangsmassen besonders groß ist.

Die Abhängigkeit der ²⁶Al-Erträge von der Anfangsmetallizität ist bei Supernovae grundsätzlich schwieriger abzuschätzen als im Fall der hydrostatischen Nukleosynthese in massiven Sternen. Die hauptsächliche Schwierigkeit liegt dabei in den zwei folgenden Effekten: (i) Da ²²Ne während des Heliumbrennens aus ¹⁴N durch $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ erzeugt wird, welches selbst teils primordial teils Produkt des CNO-Zyklus ist, ist Produktion von ²⁵Mg durch $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ zum einen proportional zur Metallizität. (ii) Andererseits stellt dieselbe Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ Neutronen für die effiziente Zerstörung von ²⁶Al durch Neutroneneinfang ($^{26}\text{Al}(n, \gamma)^{27}\text{Al}$) zur Verfügung. Älteren Modellen zur Folge nimmt daher die Effizienz der ²⁶Al-Synthese mit steigender Metallizität ab (siehe Review von Prantzos und Diehl (1996)), neuere Rechnungen zeigen allerdings genau den inversen Trend (Woosley und Weaver 1995a).

3.1.3 Enge Binärsysteme

3.1.3.1 Beobachtung und Parameter von Binär- und Mehrfachsystemen

Die Beobachtung zeigt, daß etwa 50% aller Sterne Mitglieder in Doppel- und Mehrfachsystemen sind. In sonnennahen Assoziationen und Clustern wurde sogar eine Binärfrequenz für O Sterne von mindestens 59% gemessen (*Mason et al.* 1998). Bereits in der Astronomie kommt den Doppelsternsystemen große Bedeutung zu. So eröffnen Doppelsterne auf Grund ihrer gegenseitigen Gravitationswirkung durch visuelle Bahnbestimmung oder aber spektroskopische Umlaufgeschwindigkeitsmessung den einzigen direkten Zugang zur Bestimmung von Sternmassen. Zum Beispiel ist aus der Bestimmung des Schwerpunktssystems und Messung der Umlaufperiode sowie der großen Halbachse die Berechnung der Einzelmassen nach dem dritten Kepler'schen Gesetz möglich. Allerdings sind dabei Projektionseffekte auf Grund der stochastisch verteilten Bahnebenen zu beachten. Neben der spektroskopischen Bestimmung der Massen auf Basis der Dopplerverschiebung von Spektrallinien durch die relativen Umlaufgeschwindigkeiten ist u.U. auch die Auswertung der Gravitationsrotverschiebung zur Massenbestimmung möglich (bei Weißen Zwergen).

Beobachtungsbedingt teilt man Doppelsterne in eine der folgenden drei Kategorien ein:

1. *visuelle Doppelsterne*: Doppelsterne, deren Komponenten mittels langbrennweitigen Teleskopen oder Interferometern aufgelöst werden können, nennt man visuelle Doppelsterne. Bei ihnen ist die direkte Massebestimmung auf Basis des dritten Kepler'schen Gesetzes im Prinzip möglich.
2. *spektroskopische Doppelsterne*: Bei dieser Klasse von Doppelsternen erschließt sich die Binarität nur aus periodischen Dopplerverschiebungen in den Sternspektren. Die sich aus den Spektren ergebende Umlaufgeschwindigkeit v_i ist die in Sichtrichtung projizierte Komponente; es gilt: $v_i = v \cdot \sin i$ mit dem Inklinationwinkel i . Für den Fall $i \approx 90^\circ$ spricht man von *Bedeckungsveränderlichen*, da in diesen Systemen eine Komponente periodisch verschwindet. Spektroskopische Doppelsterne werden ferner je nach Sichtbarkeit der Einzelspektren der Doppelsternkomponenten in *Ein- oder Zweispektrensysteme* unterschieden. Für statistische Zwecke wird üblicherweise der Mittelwert von $\sin i \approx 0.59$ verwendet.
3. *astrometrische Doppelsterne*: Erschließt sich der Doppelsterncharakter nur durch sekundäre Effekte wie z.B. periodischen Helligkeitsschwankungen des Primärsterns, weil der Begleiter zu lichtschwach ist, spricht man von astrometrischen Doppelsternsystemen. Systeme mit Braunen Zwergen fallen in der Regel in diese Klasse.

Die ursprünglich schwerere (leuchtkräftigere) Komponente in einem Doppelsternsystem nennt man *Primärstern*, den Begleiter *Sekundärstern*.

Grundlegende Parameter zur Beschreibung eines Binärsystems sind:

- Umlaufperiode P
- Massenverhältnis q ²⁰

Mason et al. (1998) haben in ICCD Speckle Beobachtungen von 227 O-Sternen neben der Binärfrequenz in drei Populationen (Assoziationsmitglieder, Feldsternen und Runaway-Sternen)

²⁰Das Masseverhältnis q wird in der Regel als der Quotient aus der Masse des Sekundärsterns und des Primärsterns nach $q = M_2/M_1$ berechnet, wobei als Primärstern die ursprünglich schwerere Komponente definiert wird.

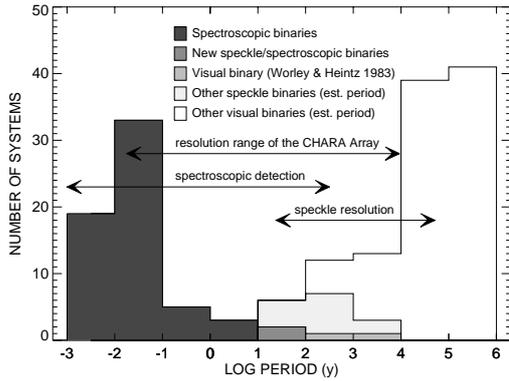


Abbildung 3.18: Verteilung der Umlaufperioden für O-Doppelsternsysteme (Quelle: Mason et al. (1998))

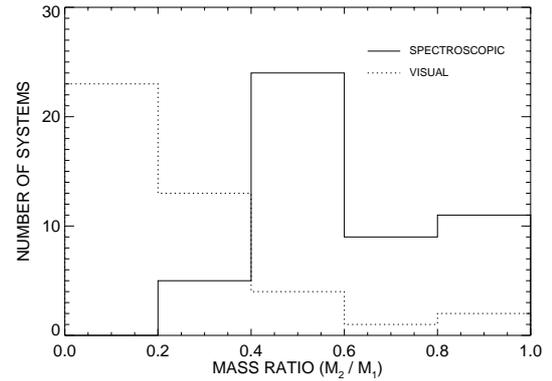


Abbildung 3.19: Verteilung der Massenverhältnisse für visuelle und spektroskopische O-Doppelsternsysteme (Quelle: Mason et al. (1998))

auch Verteilungen für die Umlaufperiode und das Massenverhältnis gewonnen. Die Abbildungen 3.18 und 3.19 zeigen die dabei gewonnenen Verteilungen. Die deutlich sichtbare bimodale Struktur der Periodenverteilung führen *Mason et al.* (1998) auf Selektionseffekte zurück, da Perioden von einigen Monaten mit den zur Verfügung stehenden Mitteln am schwierigsten zu beobachten sind. Das optische Interferometer CHARA²¹ wird hier Abhilfe leisten können. *Abt und Cardona* (1984) fanden für näher liegende B-Doppelsternsysteme eine flache Verteilung von $\log P$. Während die Studie von *Garmany et al.* (1980) von 67 O Sternen eine starke Überhöhung für q -Werte im Bereich von 1 fand, ergeben die Untersuchungen von *Mason et al.* (1998) einen signifikanten Peak bei $q \approx 0.5$ für spektroskopische Doppelsterne und eine zu von $q = 0$ an stark abfallende Verteilung für visuelle Binäre. Für die spektroskopischen Beobachtungen ist ein Bias auf Grund der schwierigen Meßbarkeit der Spektren für $q < 0.4$ zu beachten. Jedoch scheint das Defizit in Systemen mit niedrigem q auf einen echten Effekt hinzuweisen, da sich das Ergebnis hier auch mit dem für B Sterne erhaltenen Resultat von *Abt et al.* (1990) deckt. Bereits *Hogeveen* (1991, 1992) fand für massereiche, spektroskopische Binäre:

$$\Phi(q) \begin{cases} \propto q^{-2} & 0.3 \leq q \leq 1 \\ = C & q < 0.3 \end{cases} \quad (3.27)$$

Von besonderem Interesse für die Astrophysik sind sogenannte *enge Doppelsternsysteme*²², da es bei solchen Konfigurationen zu direkten Gravitationswechselwirkungen zwischen den beiden Komponenten des Systems kommt, wobei es zu Materieabströmungen bzw. Materieaustausch kommen kann. Viele dieser Systeme treten als Veränderliche von eruptivem Typus in Erscheinung. Üblicherweise werden derartige Systeme im Roche-Modell beschrieben, wobei die Sterne als Punktmassen betrachtet und die gravitativen Äquipotentialflächen berechnet werden (siehe Abbildung 3.20). Das effektive Potential ist dabei durch die Summe der Gravitationspotentiale und das Potential der Zentrifugalbeschleunigung gegeben. Für kleine Abstände von den Einzelkomponenten ergeben sich so angenähert Kugelflächen um die jeweilige Komponente, während in großen Abständen die Äquipotentialflächen ungefähr Ellipsoide sind, welche die

²¹CHARA ist ein optisches Interferometer, welche zur Zeit am Mt. Wilson Observatorium im Aufbau ist. Nähere Informationen findet man im WWW unter <http://www.chara.gsu.edu/CHARA/index.html>

²²Astronomisch betrachtet man ein Doppelsternsystem als eng, wenn der Durchmesser der größeren Komponente von gleicher Größenordnung wie der mittlere Abstand der Komponenten ist.

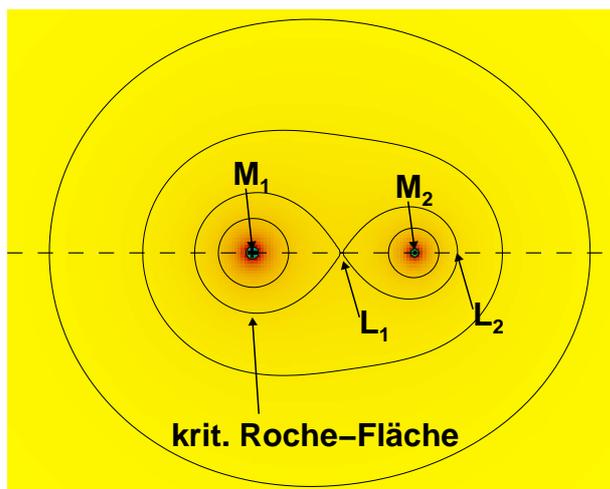


Abbildung 3.20: Äquipotentialflächen in einem engen Binärsystem. Die beiden wichtigsten Librationspunkte sind mit L_1 und L_2 bezeichnet. M_1 und M_2 markieren die Positionen der Punktmassen.

gesamte Konfiguration umschließen. Der Übergang ist durch eine Konfiguration gegeben, bei der sich die geschlossenen Potentialflächen um die Einzelkomponenten gerade in einem Punkt, dem Librationspunkt L_1 , berühren. An diesem Punkt sowie an den anderen L-Punkten ist das effektive Potential null. Der Roche-Radius in einem gegebenen Binärsystem läßt sich nach *Eggleton* (1983) mit Hilfe von Gleichung 3.28 berechnen, wobei d die Separation der Komponenten ist. Die Fläche innerhalb des Roche-Radius nennt man *kritische Roche-Fläche*. Füllt eine der Komponenten im Zuge der individuellen Sternentwicklung ihre kritische Roche-Fläche durch Expansion aus, so kommt es zu Materieabströmung über den L_1 -Punkt. Diesen Vorgang nennt man *Roche Lobe Overflow* oder kurz *RLOF*. Diese Materie kann wiederum (evtl. nur teilweise) von dem Begleitstern akkretiert werden. Ferner ist es möglich, daß das System durch Materieabströmungen über den Librationspunkt L_2 Materie an das umgebende interstellare Medium verliert.

$$R_{\text{Roche}} = d \cdot \frac{0.49}{0.6 + q^{2/3} \cdot \ln(1 + q^{-1/3})} \quad (3.28)$$

Bei Systemen, bei denen der Radius des Begleitsterns größer als 5% der großen Bahnhalbachse des Systems ist, trifft der über L_1 injizierte Materiestrahl direkt die Oberfläche des Begleitsterns und wird dort akkretiert. Ist der Radius jedoch kleiner, bildet sich auf Grund des Drehimpulses eine flache Gasscheibe, die sog. *Akkretionsscheibe*, aus. Das Gas in der Akkretionsscheibe rotiert differentiell um den Begleitstern und verliert dabei durch Reibung an Energie. Die bei der Reibung freiwerdende thermische Energie wird abgestrahlt, so daß nach innen hin immer engere Bahnen besetzt werden, bis es schließlich zur Akkretion von Materie aus der Gasscheibe kommt. Der Austausch von Materie ist grundsätzlich mit einem Austausch oder Verlust an Energie und Drehimpuls verbunden, so daß jede Materieströmung zur Veränderung der Bahnparameter (Abstand und Umlaufperiode) des Systems führt.

Auch für diese enge Binärsysteme gibt es eine beobachtungsbedingte Unterteilung in:

1. *getrennte Systeme*: Beide Sterne sind wesentlich kleiner als die Roche Grenzfläche.
2. *halbgetrennte Systeme*: Eine Komponente füllt ihren Roche Radius aus.
3. *Kontaktsysteme*: Beide Sterne füllen ihren Roche Radius aus.

Je nach Zeitpunkt des Massentransfers (bezüglich der Evolution des Primärsterns) spricht man von (*Kippenhahn und Weigert 1967*):

- Fall A: Massentransfer findet während des zentralen Wasserstoffbrennens, d.h. während der Hauptreihenphase, des Primärsterns statt. Bei einem derartigen Massentransfer kann nur Materie übertragen werden, deren chemische Zusammensetzung derjenigen des Anfangszustande gleicht.
- Fall AB: Massentransfer setzt gegen Ende des zentralen Wasserstoffbrennens und im Laufe des Wasserstoffschalenbrennens ein und erstreckt sich bis in die Heliumbrennphase.
- Fall B: Hier findet der Massentransfer während des Heliumbrennens statt. In diesem Fall kann durch das Wasserstoffbrennen (vor allem aus dem Schalenbrennen) angereicherte Materie übertragen werden.
- Fall C: Der Massentransfer setzt erst nach dem Kern-Heliumbrennen in der Primärkomponente ein.

Für die weitere Entwicklung des Materieempfängers ist außerdem wichtig, ob die Akkretion auf eine radiative oder eine konvektive Atmosphäre erfolgt. Insbesondere wird hier der Fall B Massentransfer nach Br und Bc unterschieden.

Während in weit getrennten Binärsystemen die Entwicklung der beiden Sterne im Grunde ohne gegenseitige Beeinflussung verläuft, so daß sie astrophysikalisch wie Einzelsterne (siehe Abschnitt 3.1.1) behandelt werden können, ist bei engen Doppelsternsystemen mit Veränderungen im Evolutionszyklus durch die Wechselwirkungen mit der Partnerkomponente zu rechnen. In Systemen, welche keine *Common Envelope Phase*²³ durchlaufen, stellt der Massentransfer für den Primärstern im wesentlichen einen zusätzlichen Mechanismus zum Verlust der Wasserstoffhülle dar. Allerdings geht man davon aus, daß es in Doppelsternsysteme mit sehr kleinen Massenverhältnissen von etwa $q < 0.2$, bei denen die Primärkomponente ein schwerer Stern von bis zu $40 M_{\odot}$ ist, zum Verschmelzen (*Merging*) der Komponenten kommt (*Vanbeveren et al.* 1998). Bei Systemen größerer Massenverhältnisse eröffnet sich, wie u.a. von *Podsiadlowski et al.* (1992) vorgeschlagen, ein zusätzlicher Entwicklungspfad für die Entstehung von Wolf-Rayet Sternen (siehe Abschnitt 3.1.1.5). Dieser Pfad ist vor allem für die Erklärung von Wolf-Rayet Sternen in Umgebungen extrem niedriger Metallizität von großer Bedeutung.

Außer durch eine Common Envelope Phase kann auch durch Massentransfer vom ehemaligen Sekundärstern in einer späteren Entwicklungsphase - nachdem der Primärstern durch Massenverlust in die Rolle des Masseempfängers geraten ist - für den ehemaligen Primärstern zu tiefgreifenden Veränderungen in der Entwicklung kommen. Im Zuge der fortschreitenden Entwicklung des Systems spielt dieser Rollenwechsel z.B. bei Novae oder Typ Ia Supernovae eine entscheidende Rolle (siehe Anhang D). Erleidet der Primärstern eine Kernkollaps-Supernova, so kann die Explosionsenergie das System unter Umständen entkoppeln, dabei entsteht ein sog. *Schnellläuferstern* oder *Runaway Star*. Falls das System als Binärsystem erhalten bleibt, entsteht gegebenenfalls durch Massentransfer vom Sekundärstern auf den nun kompakten Überrest des Primärsterns (Neutronenstern oder Schwarzes Loch) ein *Röntgen-Binärsystem*.

Neben den für Binärsysteme charakteristischen Parametern ist in engen Binärsystemen die Massentransferrate \dot{M}_{MT} und die Akkretionsrate \dot{M}_{Akk} von grundlegender Bedeutung für die weitere Entwicklung des Systems. Oft werden auch nur die Transferrate und die Akkretionseffizienz $\beta = \dot{M}_{Akk}/\dot{M}_{MT}$ angegeben. Wie aus der Beschreibung des Common-Envelope-Phänomens schon zu entnehmen war, ist die Akkretionsrate nicht unbedingt gleich der Transferrate. So

²³Ist die Massentransferrate deutlich größer als die Akkretionsrate des Empfängersterns, so bildet sich eine das System einschließende Hülle, der sog. Common Envelope. Auf Grund des Energie- und Drehimpulsverlustes nähern sich die Sterne einander an, und die Hülle wird am Ende der CE-Phase abgestoßen.

kommt es grundsätzlich bei der Ausbildung einer Akkretionsscheibe zu einer verzögerten Aufnahme der transferierten Materie.

3.1.3.2 Wechselwirkende Binärsysteme massiver Sterne

Enge Doppelsternsysteme, deren Komponenten nach Definition aus Abschnitt 3.1.1 massive Sterne sind, nennt man aus dem Englischen *Massive Close Binaries* oder kurz *MCB*. Für MCB Systeme, deren Primärkomponente leichter als $40 M_{\odot}$ ist, findet man folgende Abhängigkeit des Transfersmodus für den ersten Massentransfer von der Umlaufperiode:

Periode [d]	2...4	4... ~ 1000	~ 1000... 3000
Transfermodus	A	B	C

Tabelle 3.3: Massentransfer in MCB Systemen nach *Vanbeveren et al.* (1998)

Nach *Vanbeveren et al.* (1998) führt die LBV-Phase bei Sternen mit Anfangsmassen über $40 M_{\odot}$ zu einer Abnahme der Bedeutung des RLOFs. Für die Milchstraße und die Große Magellansche Wolke (LMC) geben *Vanbeveren et al.* (1998) eine untere Massengrenze von 15 bis $20 M_{\odot}$ für MCB Systeme an.

Da die akkretierte Materie in der Regel einen nicht-verschwindenden Restdrehimpuls hat, ist ferner mit Spin-Up Effekten zu mindest in oberflächennahen Schichten zu rechnen. Für die Entwicklung des Sekundärsterns gibt es im wesentlichen zwei gebräuchliche Modelle für die Akkretion:

1. *Standardmodell (Neo et al. 1977)*: Das Standardmodell geht davon aus, daß die Materieakkretion das Strahlungsgleichgewicht des Masseempfängers nicht stört, d.h. die Entropie der einfallenden Materie ist in dieser Näherung gleich oder größer als die Entropie der Atmosphäre. Ferner spielt Rotation in diesem Modell keine Rolle. Dadurch kommt es durch die Massenzunahme zur Ausbildung eines größeren konvektiven Kerns, wobei der Gradient der chemischen Zusammensetzung als sog. μ -Barriere wirkt. Daraus folgt weiter, daß die Geschwindigkeit der Semikonvektion eine entscheidende Rolle spielt. Ist die akkretierte Materie hingegen chemisch angereichert (z.B. Fall B Massentransfer), so entsteht ein inverser μ -Gradient und damit eine instabile Situation. Jetzt setzt das sog. *thermohaline Mischen* ein, daß nach *Kippenhahn et al.* (1980) und *Zahn* (1983) ein schneller Mischprozeß ist. *Braun und Langer* (1995) haben das thermohaline Mischen parametrisch untersucht und gefunden, daß die Zeitskala u.U. nicht viel kleiner wie die Akkretionszeit ist.
2. *Akkretionsinduziertes vollständiges Mischen (Vanbeveren et al. 1994, Vanbeveren und De Loore 1994)*: Dieses Modell geht von einem Spin Up der äußeren Atmosphäre durch die Akkretion von Materie mit einem nicht-verschwindenden Drehimpuls aus. Durch den Spin Up der Atmosphäre kommt es zu einem rotationsinduzierten Mischen und das Strahlungsgleichgewicht wird zerstört. In diesem Fall ist die Entropie der einfallenden Materie kleiner als die Entropie der Atmosphäre.

Unter anderem haben *Vanbeveren und De Loore* (1994) auf Basis des zweiten Akkretionsmodells detaillierte Modelle der Evolution enger, massereicher Doppelsternsysteme untersucht. In Systemen, welche kein Merging der Komponenten erleiden, ist die finale Masse der Primärkomponente im wesentlichen unabhängig von der detaillierten Beschreibung der Masseverlustprozesse, des Anfangsmassenverhältnisses und der Umlaufperiode. Man findet z.B. für Objekte der Milchstraße die einfache Relation $M_f = 0.093 \cdot M_i^{1.44}$ zwischen Anfangs- und Endmasse. Die vollständige Entfernung der Wasserstoffhülle des Primärsterns auf kurzen Zeitskalen setzt Masseverlusten von

über $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ voraus. Grundsätzlich sind die Transferraten für späteren Massentransfer größer, so z.B. bei größeren Anfangsperioden. Der Sekundärstern kann nur dann große Mengen Materie akkretieren, wenn das System nicht in einer Common Envelope oder *Spiral-In-Phase*²⁴ ist.

Der Einfluß der Akkretion hängt von den Mischprozessen in der Atmosphäre des Masseempfängers ab. Schnelles Mischen im Standard-Akkreptionsmodell sowie im Vanbeverenschen Modell führt vor allem bei Fall A und AB Massentransfer zu einer Verjüngung des Sterns, d.h. der Stern erscheint nach der Akkretion blauer und leuchtkräftiger (*Van Bever und Vanbeveren 1998*). Im Allgemeinen wird davon ausgegangen, daß ein auf diese Weise verjüngter Stern sich in seiner weiteren Entwicklung analog einem anfänglich äquivalent schwereren Stern verhält. Ist die Akkretionszeitskala allerdings kleiner als die thermische Zeitskala, so wird der Stern überleuchtkräftig und bläht sich auf. Unter Umständen füllt der Sekundärstern dann ebenfalls seinen Roche-Radius aus; es bildet sich ein Kontaktsystem. Nach Ende des Massentransfers geht der Sekundärstern in ein neues Gleichgewicht über und verhält sich nun wie ein normaler, anfangs schwerer Stern (*Vanbeveren et al. 1998*). Merging passiert vorwiegend während des Wasserstoffschalenbrennens des Primärsterns. Unter der Annahme, daß Merging zu Effekten führt, welche mit dem Standard-Akkreptionsmodell beschrieben werden können, zeigt sich, daß der aus dem Merging resultierende Stern während seines Kernheliumbrennens als Blauer Riese oder Überriese erscheint. In Abbildung 3.21 ist das Entwicklungsszenario massiver, enger Binärsysteme gezeigt.

3.1.3.3 enge Binärsysteme massiver Sterne: Synthese von ^{26}Al

Im Standardbild der Evolution akkretierender Sterne, wonach der betreffende Stern durch die Akkretion verjüngt wird und als äquivalenter Stern höherer Anfangsmasse erscheint, wurde bislang geschlossen, daß die Nukleosynthese in solchen Binärsystemen durch die äquivalenten Einzelsternmodelle approximiert werden kann. *Braun (1997)* und *Langer et al. (1998)* haben die Effekte des Massentransfers auf die Nukleosynthese des Sekundärsterns in einem engen Binärsystem massereicher Sterne konsistent untersucht. Die Modelle beruhen dabei auf der Annahme des Standard-Akkreptionsmodells mit konvektivem Mischen unter Berücksichtigung des Ledoux-Kriteriums und Semikonvektion. Wie bereits erwähnt, kommt es in diesem Szenario zu thermohalinem Mischen, wobei sich gezeigt hat, daß das Verhältnis von thermischer Zeitskala des Mischens τ_{TH} und Akkretionszeit τ_{Akk} von entscheidender Bedeutung ist. Für den Masseempfänger (d.h. den Sekundärstern) sind auf Grund des Massegewinns verschiedene Effekte zu erwarten, welche u.a. von der Akkretionsrate und den Mischprozessen an der Oberfläche des Sekundärsterns abhängen. Für Systeme mit Massenverhältnissen $q > 0.8$ und Fall A und AB Massentransfer führt die Akkretion von wasserstoffreicher und CNO-angereicherter Materie zu einer Vergrößerung des konvektiven Kerns des Masseempfängers, was eine höhere Zentraltemperatur und damit eine Steigerung der ^{26}Al -Synthese nach sich zieht. Das Maximum der ^{26}Al -Produktion wird zu einem späteren Entwicklungszeitpunkt erreicht. Außerdem ist die Synthese von ^{26}Al in der Wasserstoffschalenquelle auf Grund der guten konvektiven Kopplung an die akkretionsmateriereiche äußeren Atmosphäre des Sterns wesentlich effizienter. Ein weiterer, für die Freisetzung von ^{26}Al wesentlicher Aspekt ist, daß der massive Sekundärstern während einer früheren Entwicklungsphase (Blauer Überriese (BSG) \rightarrow vgl. SN1987A) als *ungewöhnliche* Supernova explodiert. Schließlich führt die Akkretion von teilweise angereicherter Materie mittlerer Massezahlen zu einer Reduktion der Opazität der Atmosphäre und damit zu einer Absenkung des Masseverlustes durch strahlungsinduzierten Sternwind. Die von *Langer*

²⁴Unter Spiral In versteht man die schnelle Abnahme der Separation bis hin zum Merging. Dieser Vorgang wird als eine wichtige Quelle für die Emission von *Gravitationswellen* diskutiert.

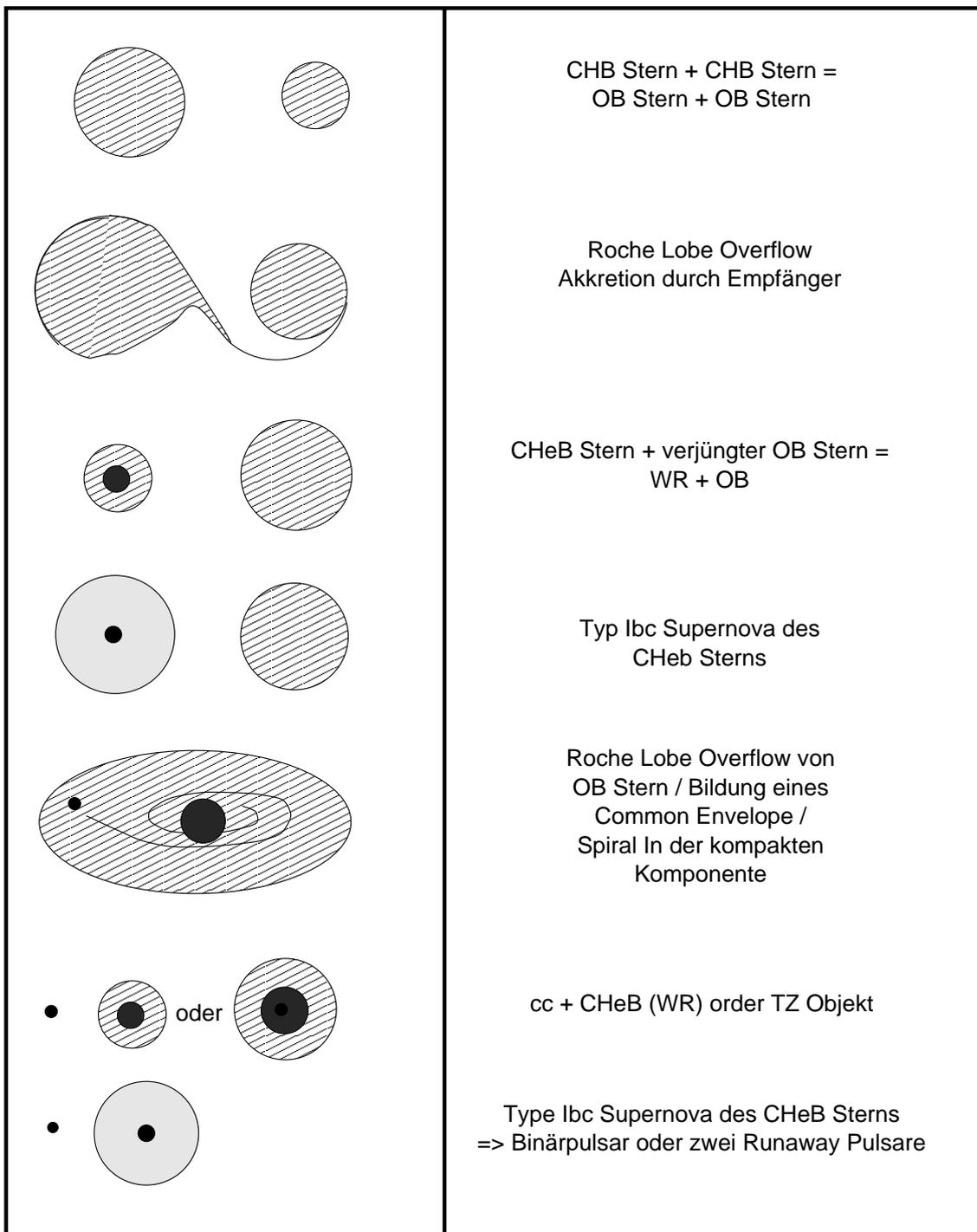


Abbildung 3.21: Qualitatives MCB Szenario nach Paczynski (1967) und van den Heuvel und Heise (1972). Findet nach der Supernova Explosion der Primärkomponente Massentransfer auf den kompakten Überrest statt, so ist das Objekt eine sehr leuchtkräftige Röntgenquelle; man spricht von Röntgenbinären. Die Abkürzungen haben folgende Bedeutung: CHB - Kernwasserstoffbrennen; CHeB - Kernheliumbrennen; cc - kompakter Begleiter (Neutronenstern oder Schwarzes Loch); TZ Objekt - Thorne-Zytkow Objekt (Roter Riesenstern mit kompaktem Objekt im Kern)

et al. (1998) diskutierten Modelle konzentrieren sich auf ein wechselwirkendes System aus einem $20 M_{\odot}$ Primärstern und einem $18 M_{\odot}$ Begleitstern. Ferner gehen diese Modelle von einer che-

mischen Zusammensetzung mit einer Metallizität von $Z = Z_{\odot}/4$ aus, was die Vernachlässigung eines möglichen Masseverlustes durch Sternwinde in den Rechnungen rechtfertigen läßt. Abbildung 3.22 gibt die von *Langer et al.* (1998) untersuchte Konfiguration schematisch wieder.

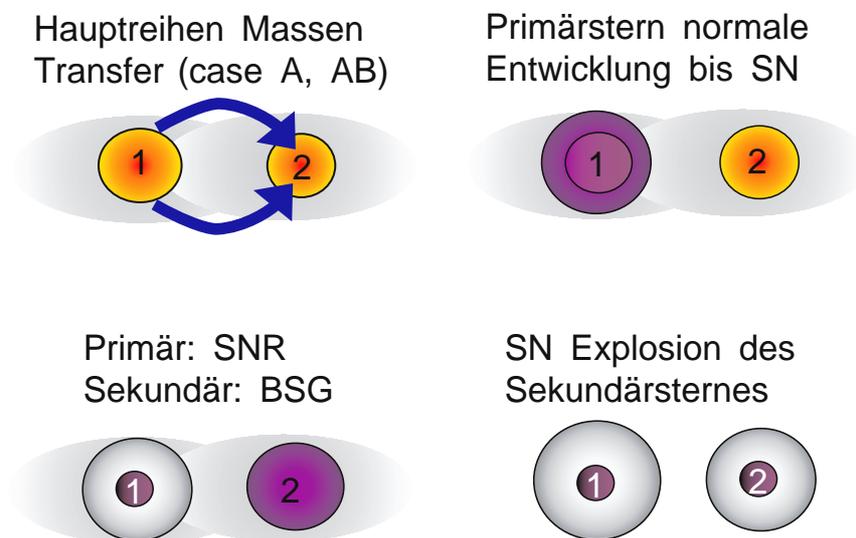


Abbildung 3.22: Schemazeichnung des Entwicklung massiver, enger Binärsysteme nach *Langer et al.* (1998)

Langer et al. (1998) fanden dabei für diesen speziellen Fall eine bis zu **1000fache** Überhöhung der ^{26}Al -Erträge im Vergleich zu äquivalenten Einzelsternen. Dieses Ergebnis zeigt, daß die vielfach vertretene Annahme der Approximation der MCB-Nukleosynthese durch Einzelsternmodelle u.U. als fragwürdig erscheint. Andererseits liegen bislang keine extensiven Untersuchungen der Auswirkungen von Massentransfer auf die Nukleosynthese in engen Binärsystemen massiver Sterne vor, welche einen großen Parameterraum abdecken. Auch sind die Sternmodelle, welche in dieses Wechselwirkungsszenario eingegangen sind, nicht sehr detailliert; so fehlen Masseverlust und Rotation. Bis zur konsistenten Modellierung eines gekoppelten Systems aus zwei Sternen ist es wohl noch ein weiter Weg. Es bleibt aber festzuhalten, daß hier durchaus potentielle Quellkandidaten für die Synthese von ^{26}Al zu suchen sind.

Ein weiteres Umfeld für die explosive Synthese von ^{26}Al stellen Novae dar. Novae sind an das Vorhandensein von engen Binärsystemen leichter Sterne geknüpft. Da es sich hierbei um Objekte einer altern Sterneneration handelt, und darüberhinaus die Zeitskalen und totalen Massen der ^{26}Al -Freisetzung durch Novae die COMPTEL Beobachtungen nicht erklären können, wird die Nova-Nukleosynthese von ^{26}Al nur der Vollständigkeit halber im Anhang D diskutiert.

3.2 Wechselwirkungen massereicher Sterne mit dem ISM

3.2.1 Struktur des interstellaren Mediums

In Abschnitt 1.3 war bereits kurz von den Komponenten des interstellaren Mediums die Rede. Eine feinere Unterscheidung der Strukturen und Zustände des interstellaren Mediums erhält man, wenn man neben der Temperatur und der Ionisationsstruktur auch nach der Dichte unterscheidet (siehe z.B. *McKee und Ostriker* (1977)):

1. *Heiße Komponente*: Extrem dünnes Gas mit einer Anzahldichte $N \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ und Temperaturen $T \approx 10^5 \dots 10^6 \text{ K}$, das etwa die Hälfte des Raumes ausfüllt.
2. *Diffuses HII-Gas niedriger Dichte*: Ausgedehnte Bereiche mit $N \approx 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ und $T \approx 10^4 \text{ K}$, in denen Wasserstoff vollständig ionisiert ist.
3. *HII-Regionen*: Nach außen klar abgegrenzte Gebiete um massive Sterne, in denen Wasserstoff vollständig ionisiert ist und Dichten von $N \approx 10^2 \dots 10^3 \text{ cm}^{-3}$ sowie Temperaturen von ca. $10^3 \dots 10^4 \text{ K}$ herrschen. Diese Strukturen erreichen Radien von ca. 100 pc. In sog. kompakten HII-Regionen werden teilweise höhere Dichten erreicht.
4. *Warmes HI-Gas*: Bereiche um kühlere Wolken, in denen der Wasserstoff atomar und neutral ist. Hier findet man typischerweise $N \approx 0.1 \dots 1 \text{ cm}^{-3}$ und $T \approx 10^3 \dots 10^4 \text{ K}$.
5. *Diffuse HI-Wolken*: Unregelmäßig strukturierte Verdichtungen, in denen der Wasserstoff atomar und neutral ist, mit typischen Parametern von $N \approx 20 \text{ cm}^{-3}$, $T \approx 80 \text{ K}$. Die Durchmesser liegen bei diesen Strukturen im Bereich von einigen parsec und die Masse bei ca. $30 M_{\odot}$. Die effektive Dicke dieser Wolkenschicht liegt in der Milchstraße bei 250 pc.
6. *Molekülwolken*: Meist in Komplexen auftretende Verdichtung neutralen, molekularen Wasserstoffs und anderer interstellarer Moleküle. Man findet typische Dichten von $N_{H_2} \approx 10^3 \dots 10^6 \text{ cm}^{-3}$, Temperaturen von $T \approx 10 \dots 50 \text{ K}$, Ausdehnungen von einigen parsec und Massen bis zu $10^4 M_{\odot}$. Die Komplexe erreichen dabei Durchmesser von ca. 50 pc und Gesamtmassen von $10^6 M_{\odot}$.
7. *Hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung*: Hierbei handelt es sich um eine Teilchenstrahlung, die den interstellaren Raum durchflutet und ein großräumiges, interstellares Plasma bildet.

Während es sich bei den ersten sechs Komponenten um mehr oder minder räumlich getrennte Phasen handelt, durchflutet die kosmische Strahlung den gesamten interstellaren Raum. Diese kosmische Teilchenstrahlung wird vermutlich in Supernovaschockfronten, Wind-Wind-Kollisionen und Superschalen beschleunigt und erreicht Energien bis zu einigen TeV. Im Zusammenhang der Strukturbildung im interstellaren Medium und der Sternentstehung (siehe nachfolgenden Unterabschnitt) spielt diese Komponente der interstellaren Materie allerdings keine Rolle, so daß auf sie im folgenden nicht weiter eingegangen werden soll. Von direkterer Bedeutung in Zusammenhang mit massereichen Sternen hingegen erscheinen Molekülwolken und Molekülwolkenkomplexe, welche die Bildung massereicher Sterne ermöglichen, sowie (kompakte) HII-Regionen, welche vermutlich durch die Emission photoionisierender EUV-Strahlung durch heiße, junge Sterne angeregt werden. Daneben beobachtet man ferner die Ausbildung blasenartiger Strukturen u.a. im neutralen HI-Gas des interstellaren Mediums. Diese räumlichen Strukturen werden auf die Wirkungen energiereicher Sternwinde massereicher Sterne und auf Supernova-Explosionen zurückgeführt. Diese Strukturen im interstellaren Medium lassen sich nun ihrerseits mit der Bildung neuer Molekülwolkenkomplexe und dem Auslösen neuer Sternentstehungsaktivität in Verbindung bringen. So entsteht aus diesen Einzelteilen schließlich, daß bereits in der Einleitung präsentierte Bild des Materiekreislaufs in Galaxien (Abbildung 1.2).

3.2.2 Sternentstehung

In den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels wurde die Existenz von Sternen als Beobachtungstatsache vorausgesetzt. Die Frage, wie Sterne aber eigentlich entstehen, spielt im Zusammenhang des angestrebten Modells aber eine nicht unwesentliche Rolle. So stellen sich u.a.

folgende Fragen: Über welchen Zeitraum hinweg entstehen Sterne in lokalisierten Gebieten? Gibt es ein (annähernd) invariantes Massenspektrum mit dem Sterne in einer Region entstehen? Gibt es Zusammenhänge zwischen der Massenverteilung und der Dauer bzw. Rate mit der Sterne sich bilden? Was löst die Sternentstehung aus?

Im Rahmen des hydrostatischen Bildes des Sternaufbaus stellte die Eigengravitation eines Sternes den für den Zusammenhalt des Objektes ausschlaggebenden Faktor dar. J.H. Jeans (1902, 1928) zeigte in seiner Analyse homogener Gaskugeln erstmals ihre Bedeutung für die Kontraktion von Gaskonzentrationen. Mit Hilfe einer Störungsuntersuchung eines anfänglichen Gleichgewichtszustandes fand er folgende kritischen Bedingungen der Lineardimension bzw. der Masse für Kontraktion (Implosion) einer Wolke:

$$L > L_J = \sqrt{\frac{\pi c_s^2}{4G\rho_0}} = \frac{7.822}{\bar{\mu}} \sqrt{\frac{T}{N_H}} \quad [\text{pc}] \quad (3.29)$$

$$M > M_J = \left(\frac{\pi k T}{4G\bar{\mu}m_H}\right)^{3/2} \rho_0^{-1/2} = \frac{11.74}{\bar{\mu}^2} \sqrt{\frac{T^3}{N_H}} \quad [M_\odot] \quad (3.30)$$

L_J bezeichnet die *Jeanslänge* und M_J die *Jeansmasse*. Überschreitet eine Wolke die in den Gleichungen 3.29 und 3.30 formulierten Bedingungen, kann der thermische Druck, welcher durch T und N charakterisiert ist, nicht mehr den nach innen gerichteten Gravitationsdruck kompensieren - es kommt zum Kollaps. In Tabelle 3.4 sind einige Werte für die Jeanslänge und Jeansmasse in Abhängigkeit von den Wolkenparametern wiedergegeben. Eingehende Untersuchungen selbstgravitierender Kugeln haben gezeigt, daß die von Jeans extrahierten Kriterien sich nur durch Faktoren der Größenordnung eins von exakteren Ergebnissen unterscheiden.

N_H	T	L_J [pc]			M_J [M_\odot]		
		10	100	1000 K	10	100	1000 K
0.1		60	190	602	700	22000	$7.0 \cdot 10^5$
1		19	60	190	220	7000	$2.2 \cdot 10^5$
10		6.0	19	60	70	2200	$7.0 \cdot 10^4$
100		1.9	6.0	19	22	700	$2.2 \cdot 10^4$
1000		0.6	1.9	6.0	7	220	$7.0 \cdot 10^3$

Tabelle 3.4: Jeanslänge L_J in pc und Jeansmasse M_J in Sonnenmassen für eine Auswahl von Werten für die Anzahldichte an Wasserstoffatomen N_H [cm^{-3}] und kinetische Temperatur der Gaswolke. Die Berechnungen basieren auf einer Wahl von $\bar{\mu} = 1.3$, was einem Anteil von einem Heliumatom pro 10 Wasserstoffatomen entspricht.

Vergleicht man die oben angeführten Grenzparameter mit entsprechenden Werten interstellarer Materie in den verschiedenen Formen, so ergeben sich für typische Molekülwolken Werte für L_J und M_J , welche nach den Jeans-Kriterien zu einem Kollaps und damit zu Sternentstehung führen müssen. Es zeigt sich damit, daß dichte, kalte Molekülwolken die wahrscheinlichsten Umgebungen für Sternentstehung sind. Dieser Befund deckt sich mit der Tatsache, daß man als junge Protosterne interpretierte Objekte, welche eine intensive Infrarotstrahlung aussenden (siehe unten), ausschließlich in dichten Molekülwolken und Wolkenkomplexen beobachtet.

Auslösend für eine Gravitationsinstabilität einer Wolkenstruktur können sich Dichtewellen, wie sie durch die galaktischen Spiralarme hervorgerufen werden, oder Schockwellen durch Materieströmungen (z.B. Schocks durch Supernovae, stellare Winde oder großskalige Superblasen und -winde) auswirken (Bonnell et al. 1997). Auch können ambipolare Diffusion (Mouschovias 1991) und die Dissipation von Turbulenzen (Nakano 1998) eine Gravitationsinstabilität auslösen. Darüberhinaus wirken thermische Instabilitäten unterstützend für einen Gravitationskollaps. Der Energiehaushalt des kollabierenden Gases ist so lange durch Strahlungskühlung

dominiert, wie das Gas optisch durchlässig für IR Strahlung ist. Die Abkühlung des kollabierenden Gases nimmt dabei mit steigender Dichte zu, da der Energieverlust durch Abstrahlung proportional zum Dichtequadrat des Gases ist ($dE_{rad} \propto \rho^2$).

Instabile Molekülwolken und Wolkenkomplexe findet man vorwiegend im Massenbereich zwischen 10^3 und $10^6 M_{\odot}$, während Sterne sehr selten mit Massen über $100 M_{\odot}$ beobachtet werden. Eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanz liegt im Mechanismus der *Fragmentierung*. Bei der Fragmentierung zerbricht eine Molekülwolke während der Kontraktion in kleinere Teilwolken, welche selbst auf ihr individuelles Massenzentrum hin kontrahieren. Bei isothermer Kontraktion der Wolke (beachte: Kompressionswärme kann sehr effektiv im Bereich des Infraroten abgestrahlt werden.) nimmt die Größe der für sich kollabierenden Teilvolumina ab ($\bar{\rho} \propto R^{-3}$). Begünstigt wird die Fragmentierung durch die inhomogene innere Struktur der Ausgangswolken. Auf diese Weise entsteht eine selbstähnliche Struktur. Der Prozeß der Fragmentierung kommt durch zunehmende Verschmelzung kleinerer Strukturen und vor allem durch den Übergang zu optisch dichten Bedingungen zum Erliegen. Die kleinsten Strukturen liegen im Bereich von $0.1 M_{\odot}$, während die größten Fragmente Massen von einigen $100 M_{\odot}$ aufweisen.

Realistische Betrachtungen müssen zu dem auch den Drehimpuls und das Magnetfeld der interstellaren Materie berücksichtigen. Der Drehimpuls pro Masseneinheit ist im interstellaren Medium typischerweise von der Größenordnung $J \approx 10^{18} \text{ m s}^{-2} M_{\odot}^{-1}$, was bei einer Kontraktion einer Wolke von einer Sonnenmasse auf $R = 1 R_{\odot}$ einer Rotationsgeschwindigkeit an der Oberfläche von $V \approx 3 \cdot 10^6 \text{ km s}^{-1}$ entspräche und weit über der Stabilitätsgrenze läge. Dieses Beispiel zeigt, daß der Drehimpuls schon während des Kollapses der interstellaren Wolken von entscheidender Bedeutung ist, und daß die Sterne den ursprünglichen Drehimpuls ihrer Materie schon während ihrer Entstehung verloren haben müssen. Aus Beobachtungen der Bewegungsverhältnisse in Sternhaufen und Assoziationen folgt, daß die Wolkenrotation schon früh erheblich gebremst worden sein muß. Wie sich aus Untersuchungen ergibt, scheint das interstellare Magnetfeld, daß weitestgehend in das interstellare Medium *eingefroren*²⁵ ist, einen wirksamen Prozeß zur Abbremsung der Rotation zu ermöglichen. Ferner unterstützt der magnetische Druck den Gasdruck gegen die Gravitationswirkung, so daß der Kollaps verzögert wird. Während die Feldstärke des interstellaren Magnetfeldes mit etwa 10^{-6} Gauß sehr gering ist, beläuft sich die magnetische Energie pro Masseneinheit auf $10^{11} \text{ erg g}^{-1}$ (bei $M \sim 10^5 M_{\odot}$ folgt $E_{mag} \sim 10^{49} \text{ erg}$). Das Magnetfeld folgt den Spiralarmen der Galaxis. Es verläuft also angenähert in Kreisen um das galaktische Zentrum und kann daher auf den Größenskalen der interstellaren Wolken als angenähert homogen betrachtet werden. Bewegungen der Wolken senkrecht zur Radialrichtung werden daher kaum beeinflusst, während eine bereits kontrahierte Wolke, welche auf Grund der Drehimpulserhaltung mit einer relativ großen Winkelgeschwindigkeit rotiert, beginnt, das eingefrorene Magnetfeld aufzuwickeln. Dadurch wird die Rotation der Wolke abgebremst. Während der späteren Entwicklung zum Protostern wird das Magnetfeld aus dem Kernbereich durch *ion slip*²⁶ verdrängt.

Die am Ende des Fragmentierungsprozesses entstandenen, sich noch nicht im hydrostatischen Gleichgewicht befindlichen Gaskonzentrationen nennt man *Protosterne*. Als Beginn der Protosternphase definiert man den Zeitpunkt, ab welchem das nun mehr angenähert sphärische Objekt optisch dicht für die eigene thermische Strahlung wird. Ab dieser Phase sind die Abkühlme-

²⁵ *Eingefroren* meint in diesem Zusammenhang, daß die Träger des Feldes und das Medium, in welchem das Feld wirkt, identisch sind.

²⁶ Mit fortschreitendem Kollaps und entsprechend wachsender Materiedichte rekombinieren die geladenen Teilchen der interstellaren Materie immer häufiger, während die äußere ionisierende Strahlung immer mehr abgeschirmt wird. Damit sinkt die Zahl der an das Magnetfeld koppelnden Ladungsträger so stark ab, daß deren Wechselwirkungen die neutralen Teilchen nicht mehr gegen den Kollaps stabilisieren können. Die geladenen Teilchen bleiben samt Magnetfeld außerhalb des nun langsamer rotierenden Protosterns. Diesen Prozess nennt man *ion slip*.

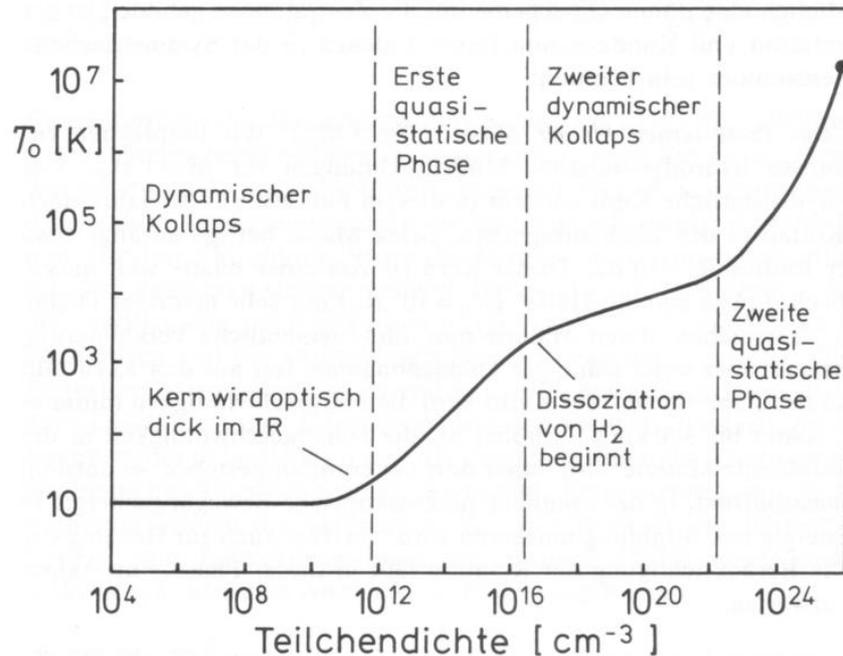


Abbildung 3.23: Verlauf der Zentraltemperatur T_0 eines kollabierenden, sphärischen Wolkenfragments bis zum Eintritt in die Hauptreihenphase des Sterns in Abhängigkeit von der Zentraldichte (teils schematisch).

chanismen deutlich weniger effizient und es kann zur Aufheizung des Objektes kommen. Junge Protosterne haben typischerweise Radien im Bereich $10^6 R_\odot$. Wie Abbildung 3.23 zeigt verläuft die Entwicklung des Kerns des Protosternes zum Hauptreihenstern im wesentlichen in drei weiteren Schritten. Auf Grund der Strahlungsheizung des nun optisch dichten Gases bildet sich ein erster *quasi-hydrostatischer Kern* aus, innerhalb dessen der Kollaps durch einen raschen Druckanstieg gestoppt wird. Die Zentraldichte steigt dabei auf etwa $10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$, und die Temperatur liegt im Bereich von ca. 100 K. Dieser quasi-hydrostatische Kern kontrahiert im Rahmen der Kelvin-Helmholtz-Zeitskala (siehe Gleichung 3.10) bis seine Zentraltemperatur etwa auf 10^3 K angestiegen ist. Während des Kollapses der Temperaturgradient im Zentralbereich auf Grund der Schockheizung gering, bildet sich während der quasi-hydrostatischen Phase eine starke Konvektion im Kern des Protosternes aus. Auf Grund der angestiegenen Temperatur setzt nun die Dissoziation des molekularen Wasserstoffs ein, welche zu einer Druckminderung führt und einen zweiten Kollaps mit nur geringem Temperaturanstieg auslöst. Wenn der Wasserstoff vollständig dissoziiert ist, bildet sich ein zweiter quasi-hydrostatischer Kern mit einer Dichte von $10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ und einer Temperatur von ca. 10^4 K , welcher seinerseits auf der Kelvin-Helmholtz-Skala kontrahiert und von einem konvektiven Kern begleitet ist. Ist die Masse des Kerns nun größer als ungefähr $0.08 M_\odot$ so kann die Temperatur und Dichte im Kern soweit ansteigen, daß die Bedingungen für ein zentrales Wasserstoffbrennen erfüllt werden. Der Protostern geht dann in einen Hauptreihenstern über. Bei kleineren Kernmassen wird lediglich das vorhandene Deuterium verbrannt, und es kommt zum Abkühlen und Erlöschen des Objektes. Man spricht hier von *Braunen Zwergen*, welche aus dem Blickwinkel der Bildung und Entwicklung kosmischer Objekte ein Bindeglied zu den Riesengasplaneten bilden könnten. Das oben gezeichnete Bild von den verschiedenen Phasen des Protosternes geht auf detaillierte numerische Berechnungen von *Boss und Yorke* (1995) zurück.

Ein für die astronomische wie astrophysikalische Interpretation wichtiges Werkzeug stellt das sogenannte *Hertzsprung-Russell Diagramm* (HRD) dar. Dabei werden als Abszisse die Effek-

tivtemperatur T_{eff} ²⁷ in absteigender Richtung und als Ordinate der Zehnerlogarithmus der Leuchtkraft in Einheiten der Sonnenleuchtkraft aufgetragen. Im Rahmen der astronomischen Beobachtung werden oft auch äquivalente Größen für die Achsen verwendet, so z.B. Leuchtkräfte in Magnituden oder der Spektraltyp (Anhang B). Protostellare Objekte findet man im HRD im Bereich niedriger Leuchtkräfte und Effektivtemperaturen. Ihre Entwicklung folgt dabei der für eine Anfangsmasse typischen Geburtslinie. Während der konvektiven Phasen findet man zusätzlich für jedes Wertepaar aus Masse und Leuchtkraft einen unteren Grenzwert für die Effektivtemperatur. Die Kurve, welche diese Minima im HR-Diagramm beschreiben, nennt man *Hayashi-Linie*. Sie verläuft nahezu parallel zur Ordinatenachse.

Durch einen Überschuß an Drehimpuls der meisten Wolkenfragmente kann sich während des Kollaps der Protosternkomplex abplatteln, so daß sich scheibenförmige Protosterne oder gar in sich instabile Ringe bilden, welche selbst wieder fragmentieren und evtl. der Ausgangspunkt für häufig beobachtete Mehrfachsysteme sein könnten.

Nach den heute gängigen Vorstellungen ist der Kollaps des Protosterns mit einer Akkretion von zusätzlichem Gas aus der umgebenden Molekülwolke verbunden. Dieses Szenario stellt eine plausible Erklärung für die Entstehung von Sternen bis zu etwa 8 bis 10 M_{\odot} dar. Unterstützt wird dieses Bild durch die Beobachtung zahlreicher Akkretionsscheiben um junge, protostellare Objekte wie z.B. *T Tauri Sterne*. Auch legt die Beobachtung von bipolaren Jets bei Vorhauptreihensternen²⁸ in sogenannten *Herbig Haro Objekten* diese Interpretation nahe, da die Akkretion aus einer Scheibe in der Regel mit der Bildung eines zur Scheibe orthogonalen Jets verbunden ist. Für den Bereich der massiven Sterne ist die Diskussion allerdings sehr kontrovers. Einfache Akkretionsmodelle (*Yorke und Krügel 1977, Wolfire und Cassinelli 1987, Beech und Mitalas 1994*) haben gezeigt, daß bei Protosternen mit Kernmassen größer als $10 M_{\odot}$ der Strahlungsdruck in der Lage ist, den Einfall von Materie zu stoppen und sogar in einen Wind umzukehren. Zur Zeit werden zwei unterschiedliche Szenarien für die Bildung massereicher Sterne diskutiert:

1. *Koagulation* oder *Verschmelzung*: Dabei wird der massive Stern durch die Verschmelzung von Sternen leichter und mittlerer Massen gebildet. Dieses Bild wurde u.a. von *Bonnell et al.* (1998) ausgearbeitet. Als Beobachtungsargument wird von diesen Autoren die Beobachtung von zahlreichen massiven Sternen im Kernbereich des jungen Trapezium Clusters im Orion Nebel Komplex (*ONC*) angeführt. Bestimmt man die typische Jeansmasse für Wolkenfragmente im ONC, so stellt sich heraus, daß bei typischen Temperaturen von 20 K $M_J \leq 0.3 M_{\odot}$ gilt. Andererseits zeigt eine Untersuchung der Cluster Dynamik im Zusammenhang mit der Akkretion von Gas, daß die Kernbereiche der Cluster durch die Akkretion innere Energie verlieren und damit kontrahieren müssen. Diese Kontraktion führt aber zu einer höheren Sterndichte im Kernbereich und so zu einem steigenden Einfangquerschnitt für die Clustermitglieder. So können sich durch häufiger werdende Wechselwirkungen massive Sterne bilden.
2. *Akkretion mit massenabhängiger Akkretionsrate*: Dieses Szenario folgt im Prinzip dem klassischen Schema der Massenakkretion auf den Protostern. In einer breit angelegten Parameterstudie konnten *Norberg und Maeder* (2000) zeigen, daß eine zu größeren Massen hin ansteigende Akkretionsrate die beobachteten Parameter massiver Vorhauptreihensterne erklären kann. Sie fanden dabei, daß eine Beziehung der Form 3.31 mit den Parametern $\phi \approx 1.5$ und $\dot{M}_{ref} = 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ die beste Einhüllende im HR-Diagramm für die beob-

²⁷Die Effektivtemperatur entspricht der Temperatur, welcher ein idealer Schwarzkörper haben müßte, um das gemessene thermische Sternspektrum zu reproduzieren.

²⁸*PMS* = pre main sequence stars

achteten Objekte ergibt.

$$\dot{M}_{accr} = \dot{M}_{ref} \cdot \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\phi} \quad (3.31)$$

Der so gefundene Zusammenhang liegt für die erhaltenen Parameter in guter Übereinstimmung mit den von *Wolfire und Cassinelli* (1987) gefundenen Schranken für Akkretionsraten. Nach unten hin werden die Akkretionsraten durch die Bedingung, daß der Impuls des Akkretionsflusses größer als der Strahlungsdruck sein muß, begrenzt. Die obere Grenze ist durch die Bedingung gegeben, daß die durch den Akkretionsschock hervorgerufene Leuchtkraft kleiner als die Eddington Leuchtkraft sein muß. Die von *Wolfire und Cassinelli* (1987) gefundene Rückwirkung des Protosterns auf die Zusammensetzung speziell des Staubs konnte allerdings mit den vorliegenden Modellen von *Norberg & Maeder* nicht untersucht werden. Andererseits erlaubt das von *Norberg und Maeder* (2000) vorgeschlagene Modell eine Abschätzung der oberen Massengrenze bis zu der Sterne nach dem Akkretionsmodell entstehen können. Das gefundene Limit liegt im Bereich $M_{max} < 300 M_{\odot}$.

Wie eben bereits angeklungen ist, entstehen Sterne mit einem gewissen Massenspektrum. Man spricht hier von einer Anfangsmassenverteilung²⁹. In einer klassischen Arbeit über den Zusammenhang von Leuchtkraftfunktion und Sternentwicklung hat *Salpeter* (1955) eine einfache Beschreibung für das Anfangsmassenspektrum extrahiert. Er fand folgenden Zusammenhang zwischen der Anfangsmasse und der Wahrscheinlichkeit einen Stern einer gegebenen Masse zu beobachten:

$$\rho(m) \propto m^{-2.35}. \quad (3.32)$$

In vielen theoretischen Arbeit dient diese Parametrisierung der Beschreibung der Massenverteilung einer Sternpopulation. Im Zusammenhang der Beschreibung von Sternpopulationen muß darüberhinaus eine untere Massengrenze von etwa $0.08 M_{\odot}$ berücksichtigt werden, welche durch die minimale Masse zur Auslösung von Kernwasserstoffbrennen definiert ist. Ob eine physikalische obere Massengrenze für Sterne existiert, ist bislang ungeklärt, jedoch liegen die Massen der schwersten, beobachteten Sterne unter $200 M_{\odot}$. Viele theoretische Betrachtungen zur IMF und ihrem Ursprung gehen daher von der Existenz eine oberen Stabilitätsgrenze aus; so könnte z.B. das Überschreiten der Eddington-Leuchtkraft oder der kritischen Rotationsgeschwindigkeit eine obere Grenze definieren. *Elmegreen* (2000) hat den aktuellen Stand des theoretischen Verständnisses des Anfangsmassenspektrums umfassend zusammengestellt.

Die seit den 50er Jahren wesentlich verbesserte Beobachtungssituation hat in der Vergangenheit zu einer größeren Zahl von empirisch bestimmten Anfangsmassenspektren geführt. Für die Beschreibung der empirisch bestimmten Massenverteilungen werden aber auch heute noch zu meist Potenzgesetze ähnlich der Beschreibung von *Salpeter* (1955) benutzt, wobei mehrere Steigungen für unterschiedliche Massenintervalle angenommen werden. Weite Verbreitung hat das Resultat von *Scalo* (1986) im Bereich der massereichen Sternen mit einem Steigungskoeffizienten von -2.7 gefunden. Unter anderem haben *Kroupa et al.* (1991) gezeigt, daß die Bestimmung der Anfangsmassenverteilung am oberen Ende der Massenskala durch nicht-aufgelöste Binärsysteme systematisch zu flacheren Steigungskoeffizienten neigt. In seinem Review kommt *Kroupa* (1998) zu dem Schluß, daß die Anfangsmassenverteilung durch eine Abfolge von vier Potenzgesetzen beschrieben werden kann, wobei der für diese Massenbereich der massereichen Sterne durch eine Steigung von -2.7 beschrieben wird. *Malkov und Zinnecker* (2001) haben in einer Monte Carlo Studie gezeigt, daß nicht-aufgelöste Binär- und Mehrfachsysteme auch im Bereich der leichten Sterne zu einer steileren Anfangsmassenfunktion führen. Insbesondere im Massenbereich unter $1 M_{\odot}$ könnte ein großer Prozentsatz der beobachteten Abflachung des Massenspektrums auf diesen Effekt zurückzuführen sein.

²⁹ IMF = initial mass function

Unabhängig von diesen Unterschieden scheint die Anfangsmassenfunktion in allen beobachteten Systemen nahezu unabhängig von den Systemparametern zu sein, wobei allerdings die Streuung auf Grund statistischer Effekte relativ groß ist (Elmegreen 2000). Abbildung 3.24 zeigt den Steigungsparameter als Funktion der mittleren logarithmischen Masse für verschiedene Sternhaufen nach *Scalo* (1998). *Kroupa* (1998) zeigte dies bezüglich, daß die Genauigkeit, mit der die IMF aus Beobachtungen bestimmt werden kann prinzipiell statistisch begrenzt ist. Einen nicht unwesentlichen Einfluß hat dabei die Tatsache, daß Sterne nicht instantan entstehen sondern in einem dynamischen Prozess, dessen Zeitskala verglichen mit der Sternentwicklung zwar kurz aber insbesondere im oberen Massenbereich nicht vernachlässigbar ist. Diese Argumente gelten verstärkt für Beschreibung von Populationen geringer Populationsstärke, wie sie in offenen Sternhaufen und OB Assoziationen realisiert sind.

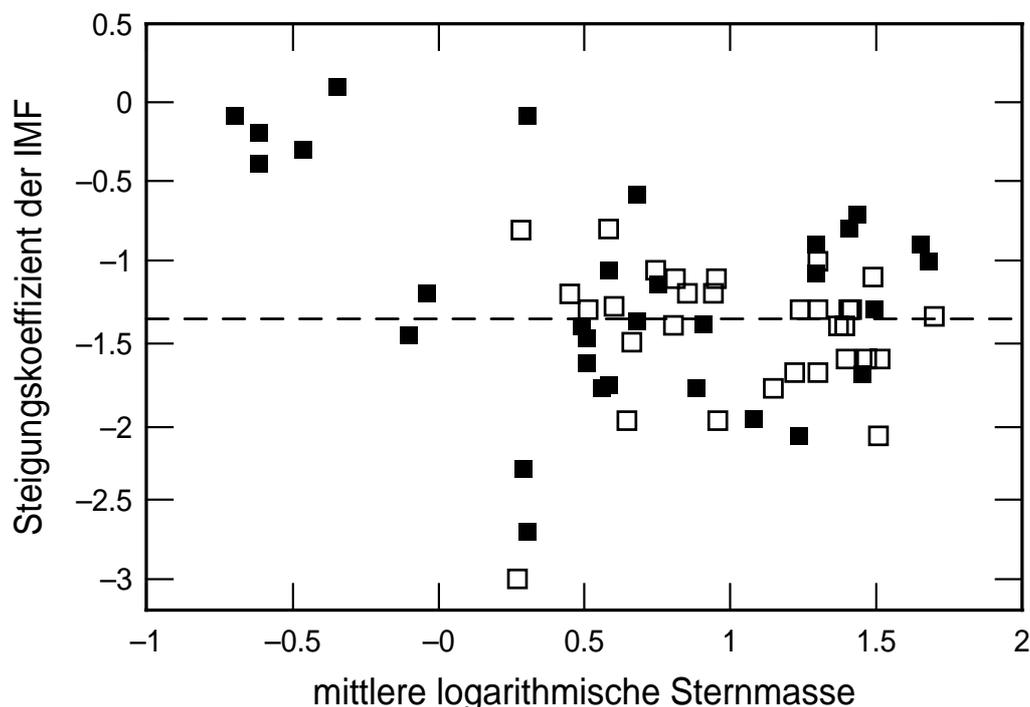


Abbildung 3.24: Steigungskoeffizienten des Anfangsmassenspektrums als Funktion der mittleren logarithmischen Sternmasse für verschiedene Sternhaufen (*Scalo* 1998). Die gestrichelte Linie markiert die Steigung eines Salpeter-Massenspektrums in der Darstellung $\Gamma = \gamma - 1$, wobei γ die dargestellten Steigungskoeffizienten sind. Insbesondere für Sternmassen über $3 M_{\odot}$ ergibt sich ein Mittelwert für γ von etwa 1.35 (vgl. Salpeter).

3.2.3 Photoionisation des interstellaren Mediums

Haben sich in einem Sternentstehungsgebiet massereiche Sterne mit entsprechend hohen Energieproduktionsraten und Effektivtemperaturen gebildet, so beginnen diese quasi-instantan mit dem Eintritt in der Hauptreihenphase das sie umgebende Medium auf Grund ihrer intensiven EUV-Strahlung zu ionisieren. Elektromagnetische Strahlung mit Wellenlängen unter 91.2 nm ist in der Lage das im interstellaren Medium häufigste Element Wasserstoff zu ionisieren. Für die einfache Ionisation von Helium sind Wellenlängen unterhalb von 50.4 nm erforderlich, was dem ersten Ionisationpotential von Helium bei 24.6 eV entspricht. Die weitere Ionisation von He^+ erfordert 54.4 eV und spielt im interstellaren Medium eine vergleichsweise geringe Rolle.

B. Strömgen zeigte, daß der Anteil x (Ionisationsgrad) photoionisierter Materie im Umfeld heißer, massereicher Sterne über einen großen Bereich der Abstände vom anregenden Stern nahezu konstant bei eins liegt und erst in großen Entfernungen in einem sehr schmalen Entfernungsintervall auf null absinkt. Da die emittierte Strahlung im interstellaren Medium kontinuierlich absorbiert wird, ist das durch den Stern ionisierbare Volumen abhängig von der Teilchendichte des umgebenden Mediums durch die totale Rekombinationsrate im ionisierten Volumen begrenzt. Mit dem Radius R_S eines Kugelvolumens gilt im Ionisationsgleichgewicht für ein reines Wasserstoffgas

$$\frac{4\pi}{3} R_S^3 (x \cdot n)^2 \beta_2 = Q_0, \quad (3.33)$$

wobei x den Ionisationsgrad, n die Teilchendichte des ionisierten Mediums, β_2 den totalen Rekombinationskoeffizienten und Q_0 den „Quellstrom“ wasserstoffionisierender Photonen des anregenden Sterns meint. Mit $x \sim 1$ folgt so der *Strömgen-Radius* eines photoionisierten Volumens im interstellaren Medium um heiße, junge Sterne zu:

$$R_S = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{Q_0}{n^2 \beta_2} \right)^{1/3}. \quad (3.34)$$

Wird diese Betrachtung auf ein interstellares Medium mit gegebener chemischer Zusammensetzung ausgedehnt, zeigt sich bezüglich des Wertes für den Strömgen-Radius nur ein geringer Effekt. Allerdings kann auf Grund der unterschiedlichen Ionisationspotentiale auf eine Strukturierung des Ionisationsgrades verschiedener Spezies mit zunehmendem Abstand vom Stern geschlossen werden. Die bereits im Zusammenhang der Gleichgewichtsanalyse der stellaren Energieproduktion eingeführte Saha-Gleichung erlaubt die detaillierte Berechnung der Ionisationsstruktur im Rahmen von Strahlungstransportmodellen. Abbildung 3.25 zeigt eine schematische Darstellung der Verteilung schwerer Elemente und ihrer Ionen im statischen Bild kompakter HII-Regionen, wobei nach zwei Fällen für die Effektivtemperatur des anregenden Sterns unterschieden wird.

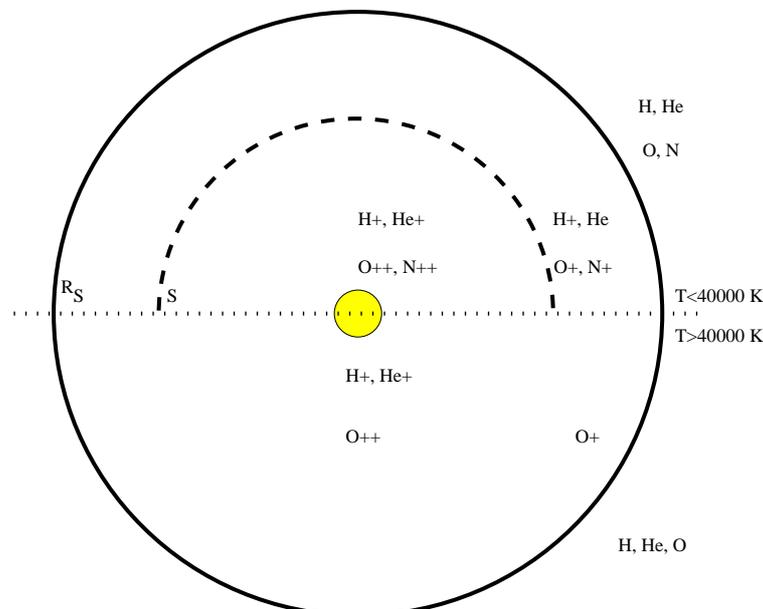


Abbildung 3.25: Ionisationsstruktur verschiedener Elemente in kompakter HII-Regionen in Abhängigkeit von der Effektivtemperatur des Sterns

Zweifach ionisiertes Helium findet man auf Grund des hohen zweiten Ionisationspotentials nur in den Zentralbereichen kompakter HII-Regionen um die heißesten Sterne.

HII Region zählen zu den im Rahmen der Beobachtung auffälligsten Erscheinungen der Milchstraße und anderer Galaxien. Sie zeichnen sich durch eine Vielzahl optischer Emissionslinien wie z.B. der Balmer-Linien des Wasserstoffs oder aber der verbotenen Linien von ionisiertem Sauerstoff oder Stickstoff aus. Darüberhinaus sind Gebiete der ionisierten interstellaren Materie Quellen reichhaltiger spektraler Signaturen im Bereich der Radiostrahlung. So führt die Anregung sehr hoch liegender gebundener Zustände von Wasserstoff zu charakteristischen Linien im Radiobereich, während die thermische Bremsstrahlung freier Elektronen im elektrischen Feld der Ionen zur Emission eines Radiokontinuums führt³⁰.

Bei der Photoionisation wird die Überschussenergie der EUV-Photonen, welche nicht zur Überwindung des Ionisationspotentials benötigt wird, in kinetische Energie der freien Elektronen umgesetzt (der Rückstoß der Protonen bzw. Ionen kann vernachlässigt werden). Diese kinetische Energie wird auf einer sehr kurzen Zeitskalen in elastischen Elektron-Elektron-Stößen gleichmäßig auf das Elektronengas verteilt, so daß die Photoionisation zu einer Strahlungsheizung des Elektronengases führt. In elastischen Elektron-Proton-Stößen bzw. Elektron-Ion-Stößen wird solange Energie an die positiv geladene Komponente des interstellaren Mediums übertragen, bis sich schließlich ein energiegelichgewicht einstellt. Als dritte Komponente wird ein Teil der Energie darüberhinaus in elastischen Stößen der Protonen bzw. Ionen mit den verbliebenen neutralen Atomen an diese transferiert. Da die Zeitskalen dieser elastischen Stöße deutlich kleiner als die Zeitskalen entsprechender inelastischer Stöße sind, verläuft die Equilibrierung der kinetischen Energie im interstellaren Plasma schneller als der Energieverlust durch inelastische Prozesse. Die Energie wird also thermalisiert, und es kann den drei Komponenten des interstellaren Mediums eine einheitliche Temperatur im gaskinetischen Sinne zugewiesen werden. Typische Werte der Temperatur des photoionisierten interstellaren Mediums liegen im Bereich zwischen 5000 und 10000 K.

Während die explizite Berücksichtigung der chemischen Zusammensetzung keine großen Abweichungen der resultierenden Strömgren-Radien ergibt, hat eine evtl. vorhandene staubhaltige Komponente des interstellaren Mediums um massereiche Sterne einen erheblichen Einfluß auf die Entwicklung der Strömgren-Sphäre: Die Extinktion des Sternlichts durch interstellare Staubteilchen führt zu einer merklichen Reduktion des Strömgren-Radius, der bei einem als konstant angenommenen Gas/Staub-Verhältnis zu dem von der Dichte des interstellaren Mediums abhängt. Der wichtigste Parameter für die Berechnung des Reduktionsfaktors R_S'/R_S ist die optische Dicke τ_{VS} des Staubs für die Weglänge R_S unmittelbar unterhalb der Lyman-Grenze bei 91.2 nm. Tabelle 3.5 listet die Reduktionsfaktoren in Abhängigkeit von der visuellen Extinktion A_V ; dabei gilt $\tau_{VS} \approx 4 \cdot A_V$.

A_V [mag]	0.1	0.5	1.0	2.0	5.0	10
R_S'/R_S	0.91	0.70	0.56	0.42	0.25	0.15

Tabelle 3.5: Reduktionsfaktoren der Strömgren-Radien bei Berücksichtigung von Extinktion der EUV-Strahlung durch interstellaren Staub (nach L. Spitzer)

Neben den kompakten HII-Regionen und Riesen-HII-Regionen belegten Dispersionsmessungen an Pulsaren und die Beobachtung sehr lichtschwacher interstellarer Emissionslinien die Existenz einer warmen, ionisierten diffusen Komponente des interstellaren Mediums. Dieses Medium erstreckt sich in der Milchstraße bis zu Entfernungen von 1 kpc von der galaktischen Scheibe (Reynolds 1991). Seit seiner Entdeckung sind die Ionisationsquellen diese diffusen ionisierten

³⁰In Kapitel 5 wird ein einfaches Modell zur Berechnung der Bremsstrahlungsintensität durch Photoionisation um OB Assoziationen vorgestellt. Das besondere Interesse an diesem Aspekt rührt aus der positiven Korrelation der 1.809 MeV Intensitätsverteilung mit der von COBE beobachteten Verteilung der Intensität thermischer Bremsstrahlung bei 53 GHz her (Bennett et al. 1996, Knödlseeder et al. 1999a)

Mediums vielfältig diskutiert worden (*Zurita et al. 2000, Mathis 2000, Dove et al. 2000b*). Der Verlust von EUV-Photonen massereicher Sterne in HII-Regionen um OB Assoziationen und junge Sternhaufen erscheinen dabei als die wahrscheinlichste Quelle. *Dove und Shull (1994)* und *Dove et al. (2000a)* haben die Photoionisation dieser Komponente des interstellaren von Scheibengalaxien durch massereiche Sterne in Superblasen eingehend studiert und gezeigt, daß die Transmission von EUV-Photonen durch Superblasen genügend intensiv ist, um die beobachteten Eigenschaften der sogenannten *Reynolds-Schicht* zu erklären.

Ein bislang vernachlässigter Aspekt in der Beschreibung von HII-Regionen als Strömgren-Sphären ist die Tatsache, daß sich Ionisation mit beschränkter Geschwindigkeit abläuft. Die Ionisation des umgebenden Mediums verläuft auf Zeitskalen, die zur einer Ausbreitung der Ionisationsstruktur mit Geschwindigkeiten führen, welche deutlich unter der Lichtgeschwindigkeit liegen. Man spricht dabei von der Ausbreitung einer Ionisationsfront. Abbildung 3.26 zeigt die schematische Entwicklung einer derartigen Ionisationsfront bis zur Strömgren-Sphäre in drei Schritten.

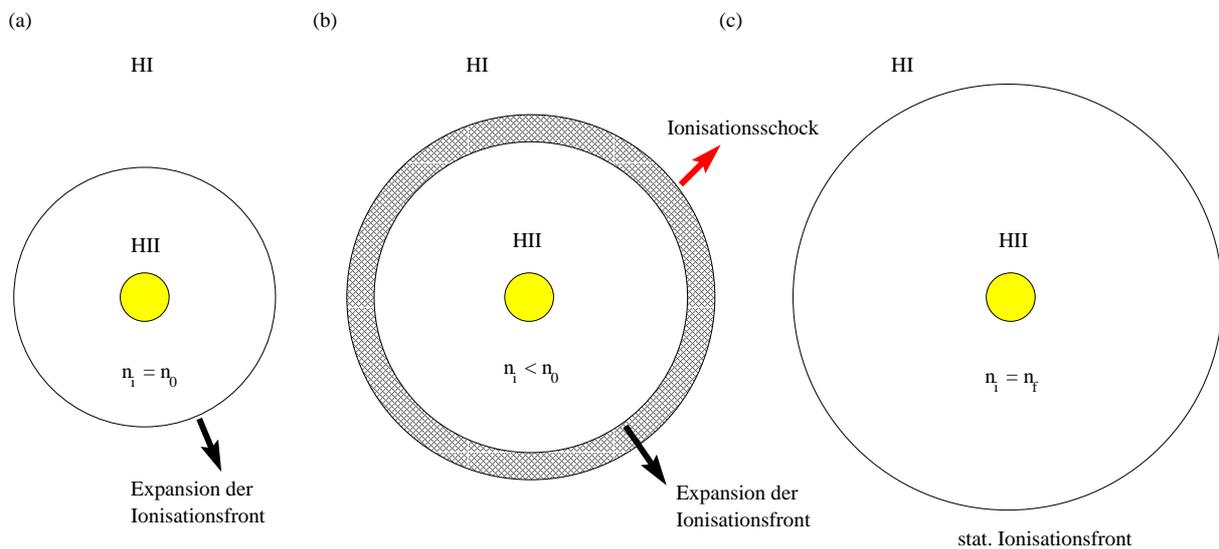


Abbildung 3.26: Die Entwicklung einer HII-Region im schematischen Überblick: (a) die Frühphase ist durch die freie Expansion der Ionisationsfront gekennzeichnet; (b) in der zweiten Phase treibt das warme ionisierte Medium eine Schockfront in das umgebende ISM; (c) das Endstadium ist durch ein Druckgleichgewicht zwischen innerer und äußerer Phase gekennzeichnet.

Während der Frühphase breitet sich die Ionisationsfront frei im umgebenden Medium aus, wobei bis zu Radien von etwa dem Strömgren-Radius das ionisierte Gas dieselbe Dichte hat wie die Umgebung. In der zweiten Phase breitet sich eine Schockwelle (Ionisationsschock) in das umgebende Medium aus, welche durch die Ausdehnung des warmen ionisierten Mediums bedingt wird. Bei dieser Expansion wird das umgebende Medium in radialer Richtung beschleunigt, so daß schließlich das neutrale Medium aufgesammelt und zu einer dünnen Hülle komprimiert wird. Die Expansion der Schockfront kommt zum Erliegen, wenn der innere Druck sich dem Außendruck annähert. Die HII-Region geht dabei in die dritte Phase über. Man spricht dann von einer *dichtebegrenzten HII-Region* (siehe z.B. *Dyson und Williams (1997)*). Diese alten HII-Regionen zeichnen sich durch Radien von einigen zehn Strömgren-Radien und Dichten des ionisierten Mediums im Promille-Bereich der Ausgangsdichten aus.

3.2.4 Expansion von Windblasen

Herbig (1968) leitete aus der Beobachtung optischer Linien im Spektrum des Sterns ζ Oph die Existenz einer dünnen Schicht ($d \leq 0.15$ pc) interstellarer Materie sehr hoher Dichte ($n \sim 500 \text{ cm}^{-3}$) ab. Die nachfolgenden UV-Beobachtungen erhärteten diesen Befund. Von diesen Beobachtungen angeregt haben u.a. *Pikel'Ner* (1968), *Avedisova* (1972), *Dyson und de Vries* (1972) und *Dyson* (1973) die Wechselwirkung von starken Sternwinden mit dem zirkumstellaren Medium³¹ untersucht und gezeigt, daß die Winde das interstellare Medium aufsammeln und zu einer dünnen Schale komprimieren. *Castor et al.* (1975b) und *Weaver et al.* (1977) haben die Struktur und Entwicklung dieser sogenannten *interstellaren Blasen*³² in einem eindimensionalen, sphärisch-symmetrischen Modell untersucht. Abbildung 3.27 zeigt den von *Weaver et al.* (1977) gefundenen schematischen Aufbau einer Windblase.

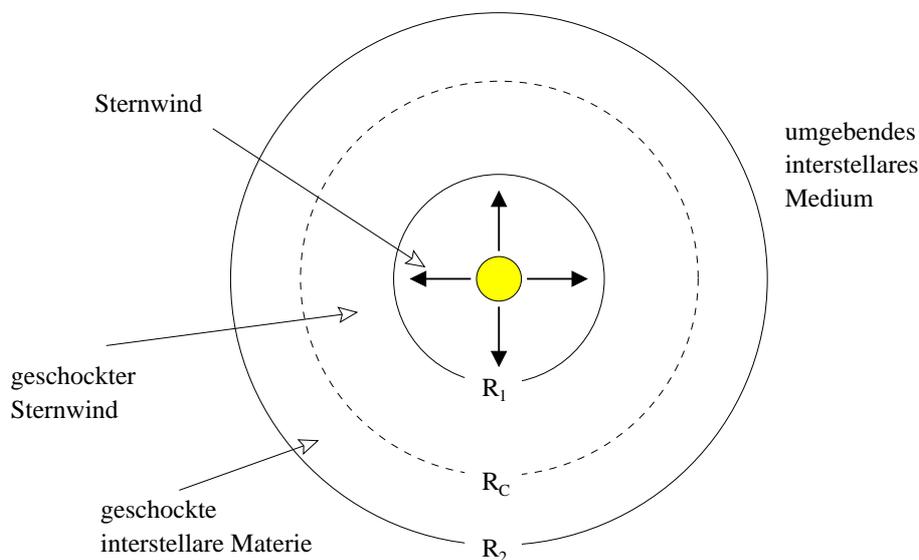


Abbildung 3.27: Schematischer Aufbau einer stellaren Windblase im interstellaren Medium nach *Weaver et al.* (1977)

In diesem Bild können vier verschiedene Zonen in einer Windblase unterschieden werden:

1. Der Bereich des ungestörten, überschallschnellen Sternwinds, der sich zwischen dem Stern und R_1 erstreckt.
2. Die Region des geschockten Sternwinds zwischen R_1 und R_C .
3. Das geschockte, zu einer Hülle ausgesammelte interstellare Medium zwischen der Kontakt-diskontinuität bei R_C und dem äußeren Radius R_2 .
4. Das ungestörte interstellare Medium außerhalb der Windblase.

Nach *Weaver et al.* (1977) kann die Entwicklung in drei Schritte unterteilt werden:

1. In der Frühphase expandiert die Blase so schnell, daß Energieverluste durch Strahlungsemission vernachlässigt werden kann. Während dieser Zeit ist die Blase durch die Masse

³¹ CSM = circum-stellar medium

³² ISB = interstellar bubble

des Sternwindes dominiert. Die Menge an aufgesammelter Umgebungsmaterie ist vernachlässigbar klein. Jeder Teil des Systems kann als adiabatische Expansion beschrieben werden, wobei die Unterschiede zur Beschreibung der Expansion von Supernova-Überresten nach *Taylor* (1950) nur in der konstanten Energiezufuhr begründet sind. Bereits *Avedisova* (1972) hat gezeigt, daß diese Phase sehr kurz ist und daher schwer zu beobachten ist.

2. Während der folgenden Phase kollabiert die Zone des aufgesammelten interstellaren Mediums auf Grund der nun effizienter werdenden Strahlungskühlung ($\propto n_S^2$) zu einer dünnen, isobaren Schale. Der innere Teil dieser warmen Hülle ($T \sim 10^4$ K) steht in Kontakt zur heißen Zone ($T > 10^6$ K) des geschockten Sternwinds. Der Energiefluß durch Wärmeleitung wird dabei durch Verdampfung von Materie aus der dichten Schale im Gleichgewicht gehalten, was allerdings teilweise erheblichen Einfluss auf die Dynamik hat. Die Zone des geschockten Windes ist allerdings noch nicht *radiativ*, d.h. ihre innere Energie ist erhalten. Diese Phase nimmt den Großteil der Gesamtentwicklungszeit ein, und im Zuge der Expansion erreichen die Windblasen während dieser durch die dünne Schale charakterisierte Phase typische Radien von einigen 10 pc. *Abbildung 3.28* zeigt Temperatur- und Dichteprofil einer Windblase während dieser Phase der Entwicklung.

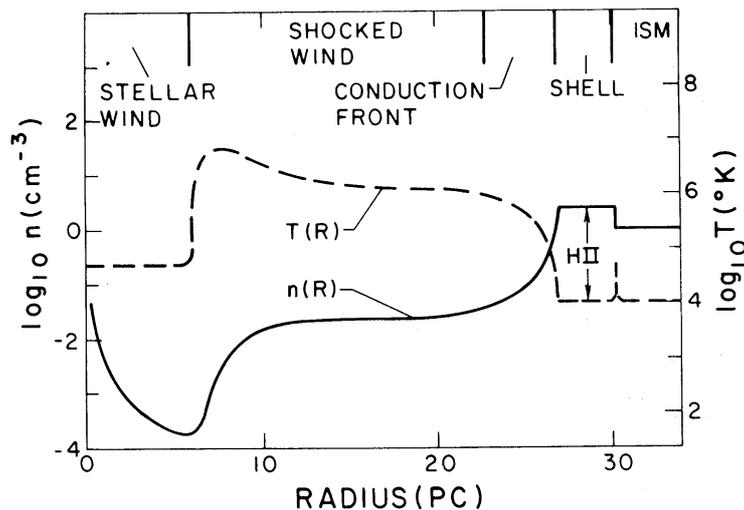


Abbildung 3.28: Temperatur und Dichte als Funktion des Abstands zum erzeugenden Stern (Quelle: *Weaver et al. (1977)*); Die *Abbildung* zeigt die Profile für ein Modell mit konstanter Windleistung von $L_w = 1.27 \times 10^{36}$ erg s $^{-1}$ in einem homogenen Medium der Dichte $n_0 = 1$ cm $^{-3}$ zum Zeitpunkt $t = 1$ Myr.

Auffallend ist die mit setigenden Radius starke Abnahme der Dichte im Bereich des ungestörten Sternwinds. Erst am Rand des inneren Schocks (R_1) steigt die Dichte wieder an. An dieser Grenze zum geschockten Sternwind steigt die Temperatur quasi sprunghaft auf Werte über 10^6 K an. Insbesondere die Dichte ist im geschockten Sternwind quasi konstant und steigt erst im Übergangsbereich zur kollabierten Schale durch die dort ablaufende Verdampfung an. Die Umsetzung innerer Energie ist in dieser Region deutlich am Absinken der Temperatur auf Werte um 10^4 K zu erkennen. Wie erwartet hat die kollabierte Hülle aus aufgesammelter interstellarer Materie die höchste Dichte und erscheint auf Grund der Ionisation als HII-Struktur.

Bei Annahme einer konstanten Energiequelle und einer homogenen Umgebungsdichte läßt sich diese Phase in selbstähnlicher Form beschreiben. *Castor et al. (1975b)* haben dabei folgende Lösungen für das Zeitverhalten des äußeren Blasenradius R_2 sowie Dichte n_b und

Temperatur T_b des Blasenmediums gefunden:

$$R_2(t) = 28 \cdot \left(\frac{\dot{M}_6 \cdot V_{2000}^2}{n_0} \right)^{1/5} \cdot t_6^{3/5} \text{ pc} \quad (3.35)$$

$$n_b(t) = 0.01 \cdot n_0^{19/35} \cdot (\dot{M}_6 \cdot V_{2000}^2)^{6/35} \cdot t_6^{-22/35} \text{ cm}^{-3} \quad (3.36)$$

$$T_b(t) = 1.6 \cdot 10^6 \cdot n_0^{2/35} \cdot (\dot{M}_6 \cdot V_{2000}^2)^{8/35} \cdot t_6^{-6/35} \text{ K} \quad (3.37)$$

Dabei bedeuten \dot{M}_6 die stellare Massenverlustrate in $10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, V_{2000} die Windgeschwindigkeit in 2000 km s^{-1} , n_0 die Teilchendichte des umgebenden Mediums in cm^{-3} und t_6 die Zeit in Einheiten von Millionen Jahren.

3. Während der letzten Phase beeinflussen Strahlungsverluste auch den Energiehaushalt des geschockten Sternwindes. Da die sinkende Temperatur des geschockten Windes eine Reduktion der Verdampfung zur Folge hat, kollabiert die Zone des geschockten Windes allerdings nicht in ähnlicher Weise, wie dies in der vorangegangenen Phase für die Hülle aus geschocktem interstellarem Gas der Fall war. Der sinkende innere Druck führt allerdings in dieser späten Phase zu einem Ende der Expansionsbewegung, wobei der Zeitpunkt vom Druck des äußeren Mediums abhängt.

Abbildung 3.29 zeigt die Zeitprofile der verschiedenen Parameter des Blasenmodells in einer exemplarischen Rechnung von *Weaver et al.* (1977).

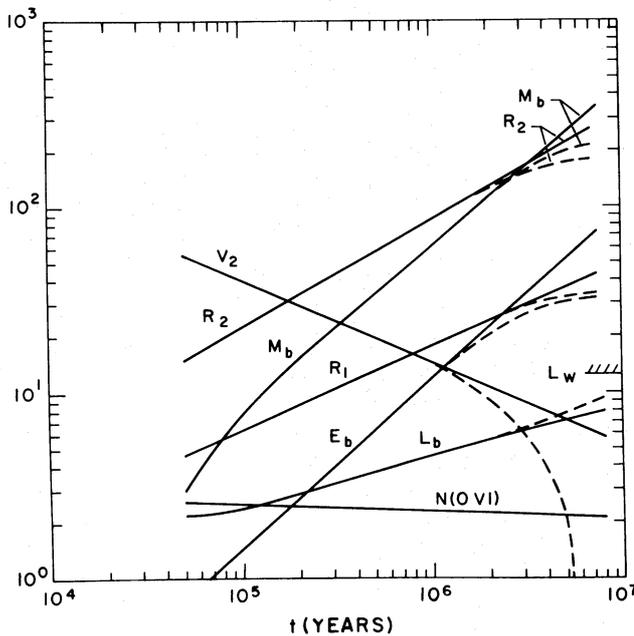


Abbildung 3.29: Evolution einer stellaren Windblase im interstellaren Medium mit einer konstanten Energiequelle von $L_w = 1.27 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ und einer Umgebungsdichte von $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ (Quelle: *Weaver et al.* (1977)). Die Einheiten der Ordinate sind dabei: R_1, R_2 [10^{18} cm]; M_b [10^{33} g]; E_b [10^{49} erg]; L_b [$10^{35} \text{ erg s}^{-1}$]; $N(\text{O}^{5+})$ [10^{13} cm^{-2}]; $V - 2$ [km s^{-1}]. Die gestrichelten Linien zeigen die Modifikationen bei Einbettung der Blase in eine HII-Region ($T = 8000 \text{ K}$).

Auf Grund der Annahme einer konstanten Energiequelle und eines homogenen, isotropen interstellaren Mediums expandiert die betrachtete Windblase stabil, da stets $d^2 R_2 / dt^2 < 0$ gilt und das heiße, dünne Blasenmedium in dem Sinne auf der dichten, expandierenden Schale ruht, als daß eine sich mitbewegende Einheit des Fluids eine effektiv nach außen gerichtete „Gravitation“ erfährt. Findet die Ausdehnung der Blase allerdings in einem sich mit zunehmendem Abstand von der Energiequelle verdünnenden Medium und/oder um eine stärker werdenden Energiequelle statt, so kann es zu einer beschleunigten Expansion kommen. Unter diesen Umständen kommt

es zur Ausbildung von sogenannten *Rayleigh-Taylor Instabilitäten*, wodurch die Hülle auf einer Zeitskala ähnlich der Expansionszeit in kleine Filamente aufbricht. Wenn also die Expansion durch ein Potenzgesetz der Form $R(t) \propto t^\alpha$ beschrieben werden kann, läßt sich die Stabilitätsbedingung als Randbedingung für den Exponenten formulieren; es muß gelten: $\alpha < 1$.

In einer Serie von Arbeiten auf Grundlage eines zweidimensionalen, hydrodynamischen Modells haben *Rozyczka* (1985), *Rozyczka und Tenorio-Tagle* (1985*b,a*) und *Rozyczka und Tenorio-Tagle* (1985*c*) die Ausbildung und Entwicklung von Instabilitäten der äußeren Hülle expandierender Windblasen in Abhängigkeit von veränderlichen Massenverluststraten \dot{M}_* und Dichtegradienten im umgebenden Medium untersucht. Die Modelle führten zu folgenden Schlüssen:

1. Die Instabilitäten der Hülle sind nicht exponentieller Natur, vielmehr sind Störungen beschränkter Amplituden zu ihrer Auslösung notwendig. Diese Klasse von Instabilitäten wurde erstmals von *Vishniac* (1983) vorgeschlagen.
2. Die Wachstumszeit der Instabilitäten ist größer als die Zeitskala der Strahlungskühlung. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu den Resultaten anderer Autoren (z.B. *Avedisova* (1974)) und läßt sich auf die Verwendung eines hydrodynamischen Modells zweiter Ordnung zurück führen (*Rozyczka* 1985).
3. Von großer Bedeutung ist die Ausbildung von lokalen, gekrümmten Schockfronten, welche im Vergleich zu ungestörten Schocks die schwächeren Strukturen verstärken und stärkeren ausgleichen. Es existiert also ein Regulationsmechanismus, der versucht die ursprünglich Morphologie des Schocks zu restaurieren und die Oberfläche der Windblase glättet.
4. Die Instabilitäten führen zur Bildung lokaler Verdichtungen (*blobs*), welche sich unter Umständen von der Blasen lösen. Diese Herauslösung ist allerdings erst möglich, wenn der Druck im Blaseninneren keine Bedeutung mehr für die Dynamik hat. Die Verdichtungen separieren von der impuls-dominierten Hülle, da ihre mittlere Abbremsung im umgebenden Medium geringer ist.
5. Kleinskalige Störungen wachsen schneller, solange sie größer sind als die Schalendicke.
6. Windblasen sind sehr stabil gegenüber Instabilitäten der Blasenhülle. Ein Zerschneiden der Windblase wird erst in der sehr späten Phase der Entwicklung möglich.
7. Das Zerschneiden der Windblasen erfolgt in Umgebungen hoher Dichte am schnellsten, da hier die Windregion zu einer dichten, kühlen Schicht degeneriert. In Umgebungen niedriger Dichte, in denen sich eine dünne, heiße Windregion ausbildet, ist die Wachstumsrate von Instabilitäten der Hülle signifikant langsamer.
8. In Umgebungen steiler Dichtegradienten durchbricht die expandierende Hülle die Gas-schicht und bildet entweder eine sekundäre Blase oder einen offenen Zylinder.

Koo und McKee (1992*a,b*) untersuchten die Unterscheidungsmerkmale von Windblasen, welche aus langsamen (z.B. Blasen um sog. *Young Stellar Objects*) und schnellen Sternwinden (z.B. Blasen um O und W_r Sterne) resultieren. Sie konnten zeigen, daß Windblasen langsamer Sternwinde strahlungsdominiert sind, während Windblasen schneller Winde adiabatisch expandierende Windblasen nach sich ziehen. Die Blasen erhalten ihren adiabatischen Charakter solange keine zusätzliche Massenzufuhr die Dichte des Blasenmediums über einen kritischen Wert erhöht. In beiden Fällen endet die Blasen evolution, wie bereits *Weaver et al.* (1977) gezeigt haben, als dichte-beschränkte Blase (*pressure-confined bubble*).

Garcia-Segura und Mac Low (1995*a,b*) stellten schließlich das Konzept eines *Dreiphasenwindes* zur Untersuchung von Windblasen um Wolf-Rayet Sterne vor, wonach die Entwicklung einer

Wolf-Rayet Blase in einem durch den Vorgängerstern veränderten zirkum-stellaren Medium untersucht werden kann. In nachfolgenden Arbeiten (*Garcia-Segura et al. 1996a,b*) wurde schließlich detaillierte Sternmodelle als Quellen in hydrodynamischen Simulationen untersucht. Diese Arbeiten konzentrierten sich dabei auf einen Stern der Anfangsmasse $60 M_{\odot}$ ($O \rightarrow LBV \rightarrow WR$) bzw. $35 M_{\odot}$ ($O \rightarrow RSG \rightarrow WR$) und demonstrierten die Möglichkeit, durch Kopplung von Sternentwicklung und Gasdynamik wichtige, beobachtbare Randbedingungen für die Theorie des stellaren Masseverlustes abzuleiten. Im Fall des massereicheren Ausgangssterns bilden sich zwei über einen Zeitraum von $\sim 10^4$ yr beobachtbare zirkum-stellare Hüllen. Bei geringeren Ausgangsmassen, bei denen die Entwicklung über den Zustand eines Roten Überriesen³³ verläuft, ist die Windblase bei Kollision des Wolf-Rayet Windes mit der zuvor entstandenen RSG-Blase sichtbar. Wolf-Rayet ring Nebel bilden sich insbesondere durch das Aussammeln der LBV-Blase durch den Wolf-Rayet Wind des massereicheren Systems. Die Bildung von Fragmenten und Filamenten setzt voraus, daß die Blasenhülle in ihrer Ausdehnung dünn genug ist, daß Rayleigh-Taylor Instabilitäten die Hülle signifikant verwirbeln und so Vishniac-Instabilitäten (*Vishniac 1983*) anregen. In Hüllen von LBV-Blasen entstehen radiale Filamente in wachsender Zahl durch die sogenannte *ram-pressure Instabilität (nonlinear thin shell instability)* (*Vishniac 1994*).

Diese Arbeiten zur Wechselwirkung von Sternwinden mit dem zirkum-stellaren Medium wurde durch viele Untersuchungen zur Effizienz möglicher Prozesse zur Variation der Gasdichte des Blasenmediums ergänzt. Neben der Verdampfung an der Kontaktfläche zwischen geschocktem Sternwind und geschockter interstellarer Materie (siehe Abbildungen 3.27 und 3.28) ist die Verdampfung von Molekülwolkenfragmenten von großer Bedeutung, welche durch die dichte Blasenhülle transmittiert sind (siehe Abbildung 3.30).

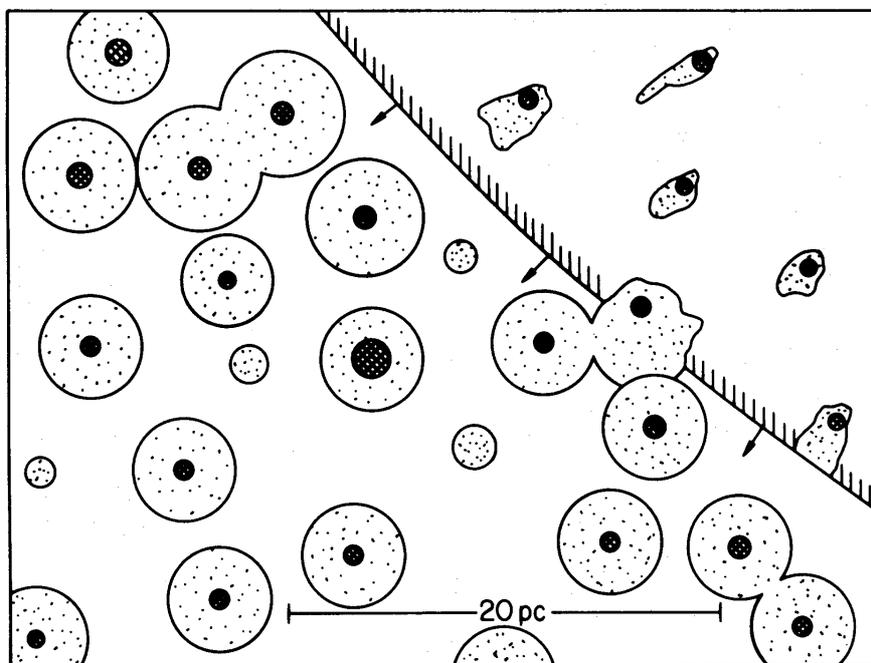


Abbildung 3.30: Transmission und Verdampfung von Molekülwolkenfragmenten in der heißen Phase des interstellaren Mediums (Quelle: *McKee und Ostriker (1977)*)

³³ *RSG* = red super-giant

Unter anderem haben *Cowie und McKee* (1977), *McKee und Cowie* (1977) und *Balbus und McKee* (1982) die Verdampfung von Molekülwolken in einem heißen Umgebungsmedium in Abhängigkeit von den Wolkenparametern und verschiedener physikalischer Prozesse (Strahlungskühlung, Wechselwirkung mit Magnetfeldern usw.) untersucht. Insbesondere die Berücksichtigung von Energieverlusten durch Abstrahlung modifiziert dabei die Verdampfungseigenschaften. Abhängig von den Dimensionen der Molekülwolke kann es bei Überschreiten einer kritischen Größe zu einer Umkehrung des Materieflusses kommen - also zur Kondensation anstelle von Verdampfung.

Die Modellierung dieser Effekte bewegt sich bislang vielfach noch im Bereich des theoretisch Möglichen. Eine gute Eingrenzung im Sinne der Anwendung ist in der Regel nur für einzelne, gut beobachtete Fälle möglich (z.B. Windblasen von WR 136 oder AG Car). Darüberhinaus sind die Auswirkungen entweder nur auf verglichen mit der ^{26}Al -Lebensdauer kurzen Zeitskalen (z.B. Sichtbarkeit von WR-Nebeln: $\sim 10^4$ yr) oder aber erst gegen Ende der Sternentwicklung, also nach der ^{26}Al -Freisetzung sichtbar. Sodaß für ein erstes Modell der ^{26}Al -Verteilung durch einzelne massereiche Sterne auf die zusätzliche Komplexität verzichtet werden kann. Schließlich muß berücksichtigt werden, daß die Modifikationen sich im Regelfall im Prozentbereich verglichen mit den Resultaten für die Hauptphase bewegen. Zusätzlich ist für die Interpretation der 1.809 MeV Karte zu berücksichtigen, daß einerseits die Blasenradien die interessantesten Modellgrößen sind, und andererseits die Winkelauflösung der Karten derartig beschränkt sind, daß die Unterschiede durch die komplexen Zusammenhänge marginal ausfallen. Für die Modellierung von ^{26}Al -gefüllten Windblasen wird daher in dieser Arbeit auf die Ergebnisse von *Weaver et al.* (1977) zurückgegriffen. In Anhang H ist eine Übertragung meines im folgenden kurz beschriebenen Expansionscodes für Superblasen auf den Fall von Sternblasen beschrieben.

3.2.5 Überreste von Supernova Explosionen

Die bis hierher diskutierten Strukturen des interstellaren Mediums gingen aus Wechselwirkungen mit sich entwickelnden massereichen Sternen hervor. Im Gegensatz zu Sternen, die eine wenn auch variierende so doch kontinuierliche Energiequelle für Wechselwirkungen mit dem zirkumstellaren Medium darstellen, sind Supernova-Explosionen (massereicher Sterne) singuläre Ereignisse, die quasi-instantan eine große Menge Energie und Materie in das umgebende Medium einbringen. Aus diesem Unterschied erwachsen einige signifikante Differenzen zwischen interstellaren Windblasen und Supernova-Überresten.

Die bei einer Supernova freigesetzte kinetische Energie liegt im Bereich von 10^{51} erg, während die Menge in der Explosion freigesetzter Materie stark von der Entwicklung des Vorgängersterns abhängt. Sehr massereiche Sterne, die im Zuge ihrer Evolution einen gravierenden Masseverlust durch Sternwinde erleiden mußten, setzen in ihrer finalen Explosion typischerweise einige Sonnenmassen an Ejekta frei. Dies gilt insbesondere für Typ Ib/c Supernovae. Im Gegensatz dazu geschieht der Eintrag von Materie bei Typ II Supernovae dominant während der Explosion, wobei je nach Anfangsmasse des Vorgängersterns im Maximum bis zu $20 M_{\odot}$ an Ejekta in das umgebende Medium geschleudert werden.

Betrachtet man Supernova-Explosionen als instantane Ereignisse, so ergibt sich das folgende vereinfachte Bild der Evolution von Supernova-Überresten (*Woltjer* 1972):

1. **Freie Expansion:** In der Frühphase nach der Supernova-Explosion, in welcher die von der in das umgebende Medium laufende Schockwelle aufgesammelte Masse vernachlässigbar gegenüber der Masse der Ejekta ist, ist die Ausbreitung der Ejekta durch die Details der Supernova-Explosion bestimmt.

2. **Sedov-Taylor Phase:** Auf Grund der Expansion nimmt die Masse des aufgesammelten interstellaren Mediums mit der Zeit immer mehr zu, bis schließlich die totale Masse der Supernova-Ejekta vernachlässigbar klein gegenüber der geschockten Materie ist. Solange der innere Druck genügend hoch ist, kann Energieverlust durch Abstrahlung vernachlässigt werden; mit anderen Worten die Energie des expandierenden Systems ist erhalten. Die Expansion verläuft in diesem Fall adiabatisch. Für den Fall, daß sich das Medium der heißen Blase als ideales, einatomiges Gas (Adiabatenkoeffizient $\gamma = 5/3$) beschreiben läßt, erhielten *Taylor* (1950) und *Sedov* (1959) erstmals aus einer selbstähnlichen Beschreibung der Expansion folgende Lösung für den äußeren Radius R_{SNR} :

$$R_{\text{SNR}} = 5.63 \cdot \left(\frac{E_{51}}{n_0} \right)^{1/5} \cdot t_3^{2/5} \text{ pc} \quad (3.38)$$

Verglichen mit der entsprechenden Lösung für eine Windblase nach *Castor et al.* (1975b) fällt die schwächere Zeitabhängigkeit auf. Während in der Frühphase ein Supernova-Überrest auf Grund der instantanen, sehr großen Energiezufuhr rascher expandiert als eine Windblase, führt die konstante Energiezufuhr in Windblasen bei gleichen Bedingungen langsamer abnehmenden Expansionsgeschwindigkeit in der späteren Entwicklung.

Die Dauer der sogenannten Sedov-Taylor Phase kann über die Zeitskala der Strahlungskühlung abgeschätzt werden. Mit der Festsetzung des Endes der adiabatischen Phase bei

$$\int_0^t \left(\frac{dE}{dt} \right) dt = 0.5 \cdot E_{\text{SN}} \quad (3.39)$$

folgt für den Zeitpunkt des Übergangs in die strahlungsdominierte Phase:

$$t_{\text{rad}} = 1.1 \cdot E_{\text{SN}}^{4/17} \cdot n_0^{-9/17} \quad (3.40)$$

Für typische Werte der Umgebungsdichte folgt die Dauer der Sedov-Taylor Phase zu etwa 50000 Jahre.

3. **Strahlungsdominierte Phase:** Diese Phase ist im Gegensatz zur vorangehenden Phase nicht durch die Erhaltung der Gesamtenergie sondern durch Erhaltung des Gesamtimpulses der expandierenden Hülle gekennzeichnet. Da in dieser Phase die Zeitskala der Strahlungskühlung hinreichend kurz ist, kühlt die Materie hinter der Schockfront entsprechend schnell ab, so daß der Druck an Bedeutung verliert und die Hülle mit konstantem Radialimpuls expandiert. Es gilt also:

$$\frac{4\pi}{3} R_{\text{SNR}}^3 \cdot \rho_0 \cdot V = \text{konstant} \quad (3.41)$$

Die Abkühlung hat zur Folge, daß die Hülle ähnlich wie bei Windblasen zu einer dünnen Schale kollabiert. Im Gegensatz zu den Windblasen wird aber nicht die gesamte aufgesammelte Materie in eine dünne Schale gepreßt. Für die Zeitentwicklung des Radius des Supernova-Überrests findet man daher:

$$R_{\text{SNR}}(t) = R_{\text{rad}} \cdot \left(\frac{8}{5} \frac{t}{t_{\text{rad}}} - \frac{3}{5} \right)^{1/4} \quad (3.42)$$

Zu Beginn dieser Phase liegen die Expansionsgeschwindigkeiten bei typischerweise 200 km/s. Diese Phase dauert typischerweise einige 100000 Jahre, während dessen die Expansionsgeschwindigkeit immer weiter abnimmt.

4. **Umgebungsdominierte Phase:** In der bisherigen Betrachtung war der Umgebungsdruck bzw. die Umgebungstemperatur von geringer Bedeutung. Sinkt die Expansionsgeschwindigkeit auf typische Werte der thermischen Bewegung der interstellaren Materie ($\leq 10 \text{ km s}^{-1}$), beginnt sich der Supernova-Überrest aufzulösen.

In den Folgejahren wurde die Theorie der Supernova-Überreste durch viele Detailuntersuchungen und Beobachtungen ergänzt. Wesentliche Erfolge der hydrodynamischen Modelle (*Chevalier* 1974, 1977, *Ikeuchi* 1981, *Itoh und Fabian* 1984, *Reynolds und Chevalier* 1984) sind u.a. die Entdeckung des sogenannten *reverse shock*³⁴, die Untersuchung der Wechselwirkung zweier benachbarter Supernova-Überreste³⁵, die Untersuchung der Beschleunigung der hochenergetischen kosmischen Strahlung in Supernova-Schockwellen³⁶, die Untersuchung von Turbulenzen und das Anwachsen von Instabilitäten (Rayleigh-Taylor) sowie die Studie der Wechselwirkung des Supernova-Überrests mit dem zentralen Neutronenstern (Pulsar)³⁷. Abbildung 3.31 die unterschiedlichen Zonen eines expandierenden Supernova-Überrests (*Tenorio-Tagle et al.* 1991).

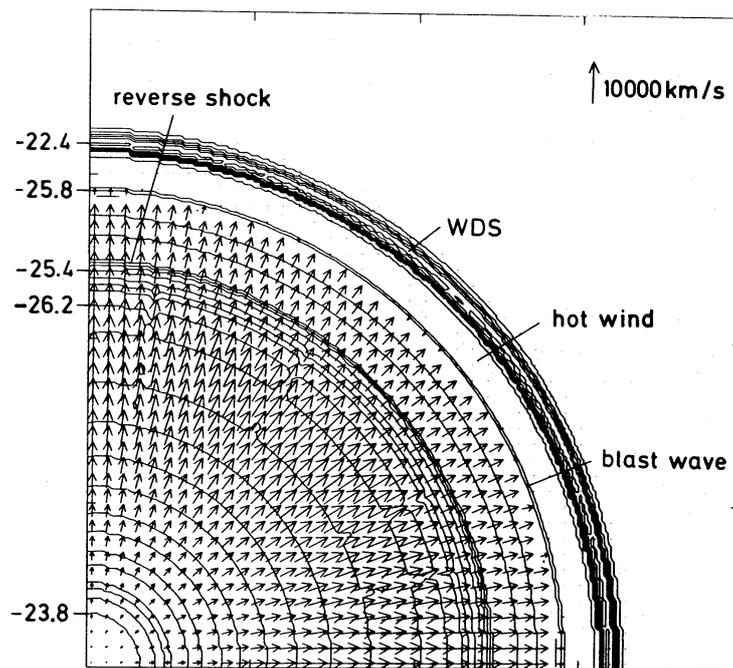


Abbildung 3.31: Querschnitt eines sphärisch-symmetrischen Supernova-Überrests: Der Abstand zwischen den Achsenmarkierungen beträgt 5 pc. Die Linien geben die Konturen konstanter Dichte auf einer logarithmischen Skala an, dabei gilt $\Delta \log \rho = 0.2$. Die Pfeile geben Richtung und Betrag des lokalen Geschwindigkeitsfeldes an (Pfeil rechts oben).

Schließlich präsentierten *Tenorio-Tagle et al.* (1990, 1991) und *Rozyczka et al.* (1993) die ersten hydrodynamischen Untersuchungen des Expansionsverhaltens von Supernova-Überresten in durch den Vorgängerstern hervorgerufenen stellaren Windblasen. Diese Untersuchungen sind insbesondere für das Verständnis von Supernova-Überresten von Typ Ib/c Supernovae von Bedeutung, die während der vorangehenden Wolf-Rayet Phase des Vorgängersterns große WR-Blasen entstehen. Abbildung 3.32 zeigt die Zeitentwicklung der totalen Röntgen- und $H\alpha$ -

³⁴Hierbei bildet sich eine Schockwelle an der dichten Schale, die nach innen läuft und dort zu erneuter Aufheizung des Plasmas führt (Röntgenemission alter SNR)

³⁵Im wesentlichen kommt es zur Bildung einer größeren Hülle der doppelten Energie. Dies ist für die Bildung von sogenannten Superblasen um Gebiete erhöhter Dichten massereicher Sterne von Bedeutung.

³⁶Bei diesem Prozeß werden geladenen Teilchen solange an der Schockfront reflektiert und nach beschleunigt, bis sie die Region verlassen (Fermi-Prozeß erster Ordnung). Die Beschleunigung von Teilchen entzieht dem Supernova-Überrest Energie, führt also auch zur Abkühlung.

³⁷Die Wechselwirkung mit dem Magnetfeld des Pulsars führt zur Aufheizung des Plasmas, wobei der Pulsar Rotationsenergie verliert, und seine Rotationsgeschwindigkeit abnimmt.

Leuchtkraft für einen Supernova-Überrest im ungestörten Medium (durchgezogene Linien) und für die Expansion in einer Windblase (Symbole) im Vergleich.

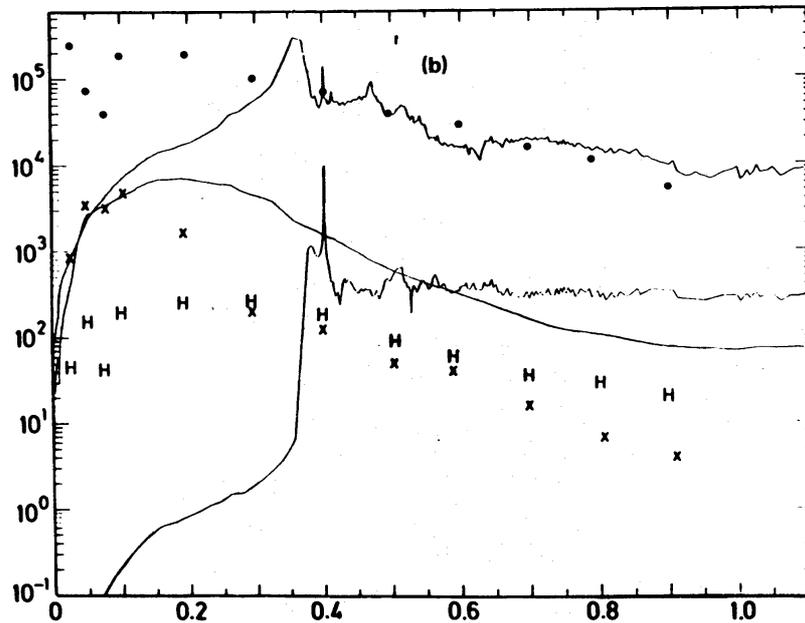


Abbildung 3.32: Zeitentwicklung von L_X und $L_{H\alpha}$ nach Tenorio-Tagle et al. (1991): Die Zeit ist in Einheiten von 10^5 yr angegeben. Die durchgezogenen Linien markieren die Standardlösung, während die Symbole die Resultate der hydrodynamischen Simulation bei Expansion des SNR in einer existierende Windblase zeigen.

Diese Simulationen zeigen, daß die gesamte Entwicklung gegenüber dem Standardszenario wesentlich schneller verläuft. Insbesondere geht der Supernova-Überrest von der freien Expansion quasi-instantan in die radiative Phase über; eine Sedov-Phase ist nicht zu beobachten.

Eine guten Überblick über die neueren Ergebnisse und vor allem die aktuellen Probleme der SNR-Forschung findet man in Jones et al. (1998).

Bezüglich der Interpretation der beobachteten 1.809 MeV Strahlung wird aus ähnlichen Gründen wie bei den Windblasen bereits die Modellierung der ^{26}Al -Verteilung durch Supernova-Überreste im Sinne der Standardtheorie (Sedov-Lösung und radiative Phase) implementiert. Insbesondere kann die zusätzliche Komplikation durch Supernovae in existierenden Windblasen in erster Ordnung vernachlässigt werden, da zum einen die zugehörigen Vorgängersterne ($M_{\text{ZAMS}} > 30 M_{\odot}$) wesentlich seltener sind als diejenigen der Typ II Supernovae und zum anderen die ^{26}Al -Erträge vergleichsweise gering sind (siehe Abschnitte 3.1.2.2 und 4.1.1).

3.2.6 OB Assoziationen und Superblasen

Im Einleitungskapitel war bereits des öfteren von OB Assoziationen als einer Form von Verdichtung von Sternen in einem Raumgebiet die Rede. Erste Hinweise auf die Existenz derartiger Ansammlungen erwachsen aus der Feststellung, daß Sterne frühen Spektraltyps nicht statistisch im Band der Milchstraße verteilt sind, wie dies für Sterne späteren Spektraltyps zu sein scheint. Vielmehr findet man insbesondere O und B Sterne konzentriert in bestimmte Richtungen. Die Untersuchung ihrer Bewegung am Himmel zeigt, daß diese Sterne auch in der dritten Dimension - der Entfernung - konzentriert erscheinen. Der Begriff der OB Assoziation geht auf *Ambartsumian* (1947) zurück, wobei die Kenntnis der Existenz solcher Gruppen etwa auf den Beginn

des 20. Jahrhunderts datiert, und meint im Gegensatz zu Sternhaufen oder Kugelsternhaufen eine nicht gravitativ gebundene Gruppe von heißen, jungen Sternen. Da diese Sterne zum einen relativ kurze Lebensdauern haben, und zum anderen in den Assoziationen auch immer eine nicht verschwindende Dispersion der Relativgeschwindigkeiten beobachtet wird, lösen sich OB Assoziationen auf Zeitskalen von wenigen 10 Millionen Jahren auf.

Blaauw (1964) stellte erstmals einen umfassenden Katalog der bis Mitte der 60er Jahre bekannten OB Assoziationen zusammen. In dieser Arbeit wurden u.a. auch die Bildung von

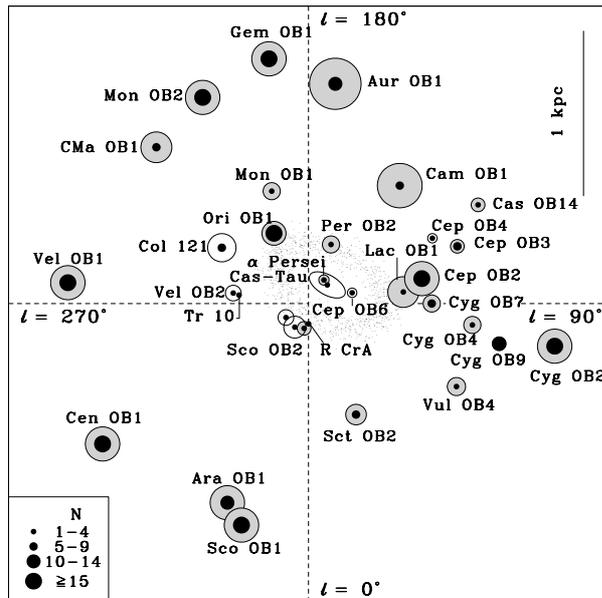


Abbildung 3.33: Verteilung sonnennaher OB Assoziationen: Die Abbildung zeigt den Ausschnitt der Milchstrasse in einer Aufsicht auf die Scheibe, als Zentrum der Abbildung wurde die Sonne gewählt. Die Positionen der Assoziationen gehen auf die Liste von Ruprecht (1966a) zurück. Die Größe des äußeren Kreises gibt die um einen Faktor 2 bezogen auf die Entfernung vergrößerte projizierte Größe am Himmel an. Die Größe des schwarzen Kreises kodiert die Anzahl von Sternen, welche absolut leuchtkräftiger sind als $M_V \sim -5$. (Quelle: de Zeeuw et al. (1999))

Untergruppen verschiedenen Alters (z.B. Orion OB1) und die Probleme der Stelldynamik und des Zusammenhalts der Assoziation diskutiert. Typische OB Assoziationen enthalten bis zu einigen zehn O Sterne und bis zu wenigen hundert B Sterne und erreichen Dimensionen von einigen zehn bis hundert Parsec. Eine besondere Problematik erfährt die Untersuchung von OB Assoziationen durch die größeren Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Zugehörigkeit beobachteter Sterne zu einer Assoziation. Während Sternhaufen kompakte Objekte sind und zu mindest für relativ zentrumsnahe Bereiche die Mitgliedschaft eines Sterns relativ leicht auf Grund seines Alters, seiner Entfernung und Bewegung am Himmel bestimmt werden kann, ist dies für OB Assoziationen auf Grund des losen Charakters oft schwierig. Für nicht zu große Entfernungen dient insbesondere die Bewegung am Himmel im Vergleich zur kollektiven Bewegung anderer Mitgliedssterne als Kriterium. In größeren Entfernungen helfen oft nur spektroskopisch oder photometrisch bestimmte Entfernung bei der Zuordnung (siehe z.B. *Massey und Thompson* (1991)). Einen wesentlichen Meilenstein stellten die Beobachtungen des Astrometriesatelliten HIPPARCOS dar (*Walter* 1981). HIPPARCOS erlaubte die sehr exakte Bestimmung von astrometrischen Daten wie die Eigenbewegung mit Hilfe von Beobachtungssequenzen des Sterns und trigonometrische Parallaxen durch Beobachtungen von verschiedenen Positionen auf der Erdbahn im Laufe eines Jahres. Die Bestimmung der Parallaxen und damit der Entfernung ist allerdings auf Entfernungen bis zu etwa 100 pc beschränkt, während die Bestimmung der Eigenbewegung von Sternen noch bis zu Entfernungen von etwa 650 pc mit zufriedenstellender Genauigkeit gelingt. *de Zeeuw et al.* (1999) präsentierten eine vollständig überarbeitete Liste von Mitgliedssternen für die sonnennächsten OB Assoziationen auf Basis der mehrjährigen HIPPARCOS Beobachtungen. Abbildung 3.33 zeigt die Verteilung von sonnennahen ($d < 1$ kpc) OB Assoziationen.

Für die angestrebte Modellierung der ^{26}Al -Freisetzung sind neben den Populationsparametern wie Populationsstärke und Massenverteilung auch das Alter einer Assoziation von entscheidender Bedeutung. Soll zu dem eine Abschätzung der zu erwartenden 1.809 MeV Intensität am

Untergruppen verschiedenen Alters (z.B. Orion OB1) und die Probleme der Stelldynamik und des Zusammenhalts der Assoziation diskutiert. Typische OB Assoziationen enthalten bis zu einigen zehn O Sterne und bis zu wenigen hundert B Sterne und erreichen Dimensionen von einigen zehn bis hundert Parsec. Eine besondere Problematik erfährt die Untersuchung von OB Assoziationen durch die größeren Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Zugehörigkeit beobachteter Sterne zu einer Assoziation. Während Sternhaufen kompakte Objekte sind und zu mindest für relativ zentrumsnahe Bereiche die Mitgliedschaft eines Sterns relativ leicht auf Grund seines Alters, seiner Entfernung und Bewegung am Himmel bestimmt werden kann, ist dies für OB Assoziationen auf Grund des losen Charakters oft schwierig. Für nicht zu große Entfernungen dient insbesondere die Bewegung am Himmel im Vergleich zur kollektiven Bewegung anderer Mitgliedssterne als Kriterium. In größeren Entfernungen helfen oft nur spektroskopisch oder photometrisch bestimmte Entfernung bei der Zuordnung (siehe z.B. *Massey und Thompson* (1991)). Einen wesentlichen Meilenstein stellten die Beobachtungen des Astrometriesatelliten HIPPARCOS dar (*Walter* 1981). HIPPARCOS erlaubte die sehr exakte Bestimmung von astrometrischen Daten wie die Eigenbewegung mit Hilfe von Beobachtungssequenzen des Sterns und trigonometrische Parallaxen durch Beobachtungen von verschiedenen Positionen auf der Erdbahn im Laufe eines Jahres. Die Bestimmung der Parallaxen und damit der Entfernung ist allerdings auf Entfernungen bis zu etwa 100 pc beschränkt, während die Bestimmung der Eigenbewegung von Sternen noch bis zu Entfernungen von etwa 650 pc mit zufriedenstellender Genauigkeit gelingt. *de Zeeuw et al.* (1999) präsentierten eine vollständig überarbeitete Liste von Mitgliedssternen für die sonnennächsten OB Assoziationen auf Basis der mehrjährigen HIPPARCOS Beobachtungen. Abbildung 3.33 zeigt die Verteilung von sonnennahen ($d < 1$ kpc) OB Assoziationen.

Beobachtungsort erfolgen, ist darüberhinaus eine gute Kenntnis der (mittleren) Entfernung³⁸ der OB Assoziation nötig.

Neben den durch Windblasen und Supernovae-Überresten bedingten Strukturen im interstellaren Medium finden sich in Himmelsdurchmusterungen z.B. in der 21 cm Linie des neutralen Wasserstoffs auch Blasenstrukturen mit Dimensionen bis zu 1-2 kpc, deren Hüllen Masse von bis zu $10^7 M_{\odot}$ aufweisen (Heiles 1979). Diese Strukturen werden auf Grund ihrer Größe Superblasen genannt. Eine weitere Klasse von HI-Strukturen bilden große, zylindrische Löcher in der galaktischen Gasverteilung, die zunächst in Beobachtungen der Neutralgasverteilung von sogenannten *face-on* Scheibengalaxien³⁹ entdeckt wurden und als sogenannte Kamine (*chimneys*) oder Worms bezeichnet werden (Heiles 1984). Die zur Bildung dieser Gasstrukturen notwendige Energie liegen mit 10^{52} bis 10^{54} erg um mindestens eine Größenordnung über der typischen Energie einer Supernova-Explosion. Im wesentlichen gibt es drei konkurrierende Modelle für die Erklärung dieser Blasen und Löcher in der galaktischen Gasverteilung:

1. **OB Assoziationen:** Durch Überlagerung des Energieeintrags von Sternwinden massereicher Sterne und Supernova-Explosionen in Gebieten höherer OB-Sterndichte werden Energien bis zu einigen 10^{52} erg leicht erreicht. Bereits die hydrodynamische Simulation des Expansionsverhaltens zweier benachbarter Supernova-Überreste durch Ikeuchi (1981) hat gezeigt, daß sich für genügend große Zeiten eine große Gasstruktur um beide kompakte Supernova-Überreste bildet. Die für diese Struktur notwendige Energie entsprach dabei dem zweifachen der Supernova-Energien. Die beobachteten Löcher entstehen nach diesem Modell durch das Durchbrechen der Gasscheibe durch die expandierende Schockfront (Tomisaka und Ikeuchi 1986). Probleme hat dieses Modell allerdings bei der Erklärung der höchsten benötigten Energien, da für die Freisetzung von 10^{54} erg grob gesprochen 1000 Supernovae notwendig wären, was im Widerspruch zu den beobachteten typischen Populationsgrößen steht.
2. **Hochgeschwindigkeitswolken (HVCs):** Ein alternatives Modell ist der Einfall von sich schnell bewegenden neutralen Gaswolken, welche außerhalb der Gasscheiben von Galaxien beobachtet werden, auf das Gas der galaktischen Scheibe. Die Wechselwirkung dieser HVCs mit dem Gas der Galaxie führt zur Ausbildung von halb-elliptischen Strukturen in der Gasverteilung. Dieses Modell stellt eine alternative Erklärung für die Löcher der galaktischen Gasscheiben dar, kann aber nicht die Beobachtung von großen geschlossenen Blasen (Superblasen) erklären.
3. **Gamma-Ray Bursts:** Schließlich kann die mögliche Freisetzung großer Energiemengen (einige 10^{53} erg) in einem Gamma-Ray Burst zur Bildung von Gasstrukturen führen (Efremov et al. 1999).

Das Expansionsverhalten von Superblasen wurde in Anlehnung an die Arbeiten zu Windblasen und Supernova-Überresten vielfach untersucht. Tenorio-Tagle und Bodenheimer (1988), Ikeuchi (1997) und Palouš (1998) haben die Fortschritte in extensiven Reviews zusammengefaßt. Auch Superblasen lassen sich zum einen in detaillierten (magneto-) hydrodynamischen Rechnungen untersuchen, zum anderen eignet sich die Näherung der Superblase als expandierende, infinitesimal

³⁸In dem im folgenden diskutierten Modell der ^{26}Al -Freisetzung durch OB Assoziationen werden weder die Effekte der räumlichen Verteilung der Mitgliedssterne noch ihrer Dynamik berücksichtigt. Vielmehr ist das Modell auf die rein eindimensionale Beschreibung des Zeitverhaltens populationsintegrierter Observablen ausgerichtet. Im Zusammenhang der Interpretation der beobachteten 1.809 MeV Strahlung stellt dies auf Grund der beschränkten Winkelauflösung der Karten keine wichtige Einschränkung dar.

³⁹Projektion der Galaxie am Himmel zeigt die Aufsicht auf die galaktische Scheibe.

dicke Schale variierender Masse gut zur analytischen Beschreibung des Expansionsverhaltens. *Ehlerová* (2000) gezeigt, daß diese auf *Sedov* (1959) und *Kompaneets* (1960) zurückgehende Approximation über einen großen Zeitraum eine gute Näherung ist, solange auf die detaillierte Untersuchung der inneren Struktur des Blasenmediums bzw. der Hülle und ihrer „mikrophysikalischen“ verzichtet werden kann. Mit Hilfe der von *Elmegreen* (1994) zusammengestellten Kriterien für das Einsetzen von Instabilität kann die einfach zu handhabende analytische Näherung auch zur Abschätzung von sich fortpflanzender Sternentstehung durch Fragmentation von Superblasen herangezogen werden (*Elmegreen* 1994, *Ehlerová et al.* 1997, *Efremov et al.* 1999). Für die angestrebte Modellierung der ^{26}Al -Freisetzung durch OB Assoziation und die Untersuchung der Korrelation der Größenverteilung von beobachteten HI-Strukturen im Zusammenhang der 1.809 MeV Intensitätsverteilung erscheint die sogenannte *thin shell approximation* (TSA) daher eine geeignete Methode zu sein, zumal die Arbeiten von *Elmegreen* (1994) und *Ehlerová et al.* (1997) gezeigt haben, daß Instabilitäten erst bei Altern über 15 Myr von wachsender Bedeutung sind. In Anhang E ist die Herleitung der Gleichungen für das im folgenden angewendete TSA-Modell kurz zusammengefaßt. Abbildung 3.34 zeigt dazu eine schematische TSA-Superblase (eindimensionales, sphärisches Modell) zusammen mit den Formelzeichen der im Modell berücksichtigten Größen (Erläuterung siehe Anhang E).

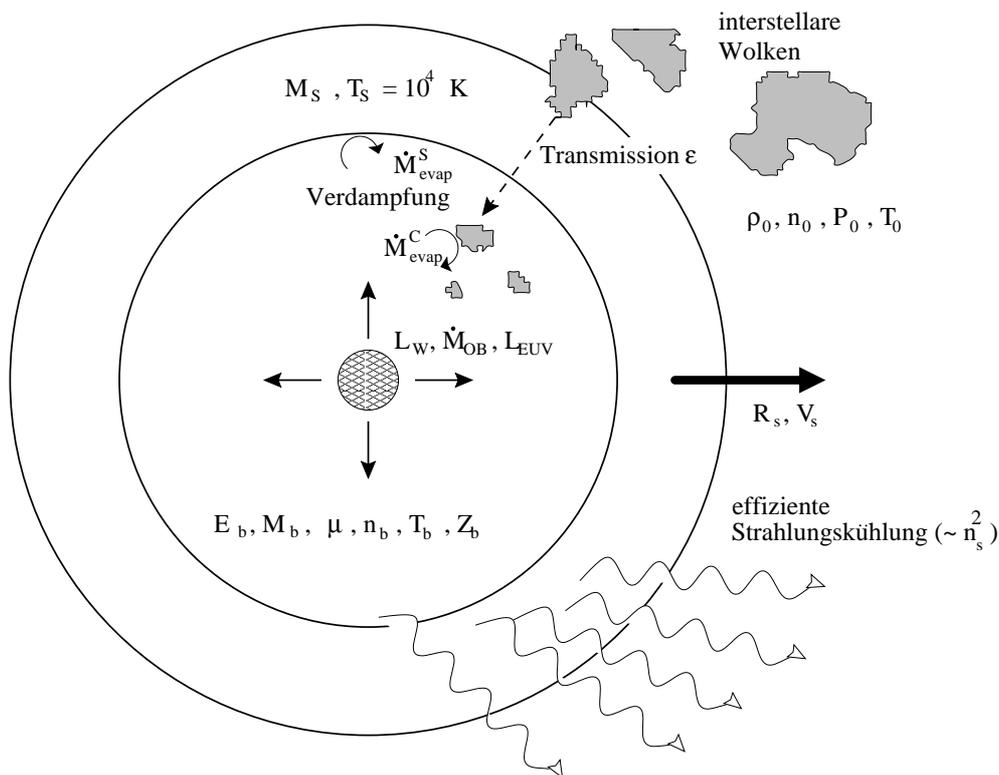


Abbildung 3.34: Schema eines eindimensionalen, sphärisch-symmetrischen Modells einer Superblase in der TSA-Näherung; Größen, welche einen Index b tragen, beziehen sich auf das Blasenmedium, der Index s meint Größen der dünnen Schale, und der Index o steht für äußere Parameter. Eine weitere Erläuterung ist in Anhang E zu finden.

Kapitel 4

OB Assoziationen und Superblasen im Modell

Im Zusammenhang der von COMPTEL beobachteten 1.809 MeV Intensitätsverteilung lassen sich nun einige Fragen diskutieren: In wieweit lassen die bislang gemachten Beobachtungen der galaktischen 1.809 MeV γ -Emission des radioaktiven Zerfalls von ^{26}Al astronomische und astrophysikalische Rückschlüsse auf die Ursprungsgebiete der Emission zu? Erlauben die Beobachtungen eine weitere Eingrenzung der Dichte gewisser stellarer Objekte (z.B. massive Sterne) und des Alters der Quellregion? Kann andererseits mit Hilfe von Beobachtungen anderer Observablen auf die dominanten Quellen des interstellaren ^{26}Al geschlossen werden? Ist speziell Diskriminierung zwischen dem Beitrag von Sternwinden und Supernovae zum ^{26}Al -Inhalt einer Region möglich?

Als besonders geeignete Testlaboratorien im Sinne dieser Fragestellungen erscheinen dabei OB Assoziationen, da diese Gebiete eine erhöhte Dichte massiver Sterne aufweisen und damit eine bessere Beobachtbarkeit versprechen. Letztlich lassen die beschränkte Ortsauflösung (3.8° FWHM) und Sensitivität von COMPTEL keine Untersuchung von Einzelquellen zu, so daß die angestrebte Untersuchung auf die Intensitätsverstärkung durch Überlagerung von ^{26}Al -Einzelquellen in Gebieten verstärkter Sternentstehungsaktivität während der letzten Millionen Jahre zurückgreifen muß.

Massereiche Sterne und ihre nachfolgenden Kernkollaps-Supernovae, welche den COMPTEL Beobachtungen zu Folge als dominante ^{26}Al -Quellen am wahrscheinlichsten erscheinen (*Knödlseder et al. 1999a*), treten durch verschiedene Emissionen (Materie und kinetische Energie in Form von Sternwinden und Explosionsejekta oder aber photoionisierende Strahlung) in Erscheinung (Kapitel 3). Die individuellen Emissionscharakteristika unterliegen jeweils einer starken Abhängigkeit vom Entwicklungszustand der Sterne. Darüber hinaus variiert der Entwicklungszyklus und die Lebensdauer mit der Anfangsmasse des Sterns, so daß die integralen Eigenschaften einer gesamten, beschränkten Sternpopulation bezüglich der einzelnen Emissionen schon auf Grund des Massenspektrums und der zeitlich limitierten Sternentstehung einer Zeitentwicklung unterliegen müssen. Zusammen mit den individuellen zeitlichen Abhängigkeiten der verschiedenen Emissionen folgt eine komplexe Zeitabhängigkeit der erwarteten Korrelationen verschiedener aus den Emissionen folgender Observablen (γ -Linienemission radioaktiver Isotope im ISM, frei-frei Emission des ionisierten ISM, Expansionseigenschaften von Superblasen usw.).

Die Zeitentwicklung der Emissionseigenschaften einer Sternpopulation lassen sich im Rahmen einer sogenannten Populationssynthese untersuchen. Dabei Modellpopulationen gemäß einer parametrisierten Sternentstehungsgeschichte in Rechnermodellen erzeugt, und die Gesamtentwicklung der Population sowie ihrer integralen Emissionseigenschaften auf Basis geeigneter Darstellungen detaillierter Sternentwicklungsmodelle zeitlich verfolgt. Auf diesem Wege können die

integralen Quellcharakteristiken ausgewählter Emissionen¹ wie der Freisetzung von ²⁶Al und ⁶⁰Fe sowie des Energieflusses in Abhängigkeit von der Sternentstehungsgeschichte untersucht werden. Daneben eignet sich die Populationssynthese hervorragend zur Untersuchung der Populationsstatistiken wie z.B. der Anzahlverhältnisse von Sternen verschiedenen Typs; für massereiche Sterne ist insbesondere das Verhältnis von Wolf-Rayet- zu O-Sternen von Bedeutung.

In vielen Fällen gehen in Erdnähe beobachtbare Observablen aber auf Wechselwirkungen von primären Observablen der Sternpopulationen mit dem sie umgebenden interstellaren Medium hervor. So läßt sich die Emission photoionisierender EUV-Strahlung durch heiße, massereiche Sterne auf Grund der kurzen freien Weglänge dieser Strahlung im ISM von einigen 10 Parsec nicht direkt beobachten. Auch der Eintrag kinetischer Energie in das interstellare Medium ist nur durch seine Wechselwirkung mit dem Medium nachzuweisen. Aus diesen Wechselwirkungen folgen sogenannte *sekundäre Observablen*. Die thermische Bremsstrahlung freier Elektronen im ionisierten Medium sowie die beobachtbaren Eigenschaften expandierender Windblasen, Supernova-Überreste und Superblasen gehören in diese Kategorie. Die Interpretation der COMPTEL Beobachtungen der 1.809 MeV Emission unter den oben angeführten Fragestellungen setzt daher eine über die Möglichkeiten der Populationssynthese reichende Untersuchung und Modellierung der relevanten Wechselwirkungen mit dem interstellaren Medium voraus.

Der Unterscheidung in primäre und sekundäre Observablen folgend stellt Abschnitt 4.1 zunächst mein Populationssynthese-Modell *TIMEPROF* vor. Neben dem grundsätzlichen Aufbau des Modells werden die Vorhersagen untersucht und ihre Unsicherheiten diskutiert. Auf Grund der engen Kopplung von Materie- und Energie-Eintrag durch Sternwinde und Kernkollaps-Supernovae massereicher Sterne erscheint die Wechselwirkung, d.h. die Bildung und Expansion von Superblasen um OB Assoziationen, für die Interpretation der beobachteten 1.809 MeV Intensitätsverteilung von großer Bedeutung zu sein. Die aus dem Expansionsverhalten einer Superblase folgenden sekundären Observablen lassen sich mit Hilfe meines Expansionsmodells *BubEx* untersuchen, welches in Abschnitt 4.2 vorgestellt und diskutiert wird.

Ein Modell der Ionisation des interstellaren Mediums auf Grund der intensiven photoionisierenden EUV-Strahlung junger Sternpopulation wird im Zusammenhang der Anwendung der Assoziations-Hypothese auf die 1.809 MeV Emission der Cygnus Region in Abschnitt 5.3.4 in Kapitel 5 erarbeitet.

¹Diese werden im Folgenden auch *primäre Observablen* genannt.

4.1 Das Emissionsverhalten von OB Assoziationen im Modell

Abbildung 4.1 faßt die Komponenten meines Modells für die Entwicklung von OB Assoziationen schematisch zusammen. Das Ziel dieses Populationssynthese-Modells ist die detaillierte, zeitabhängige Untersuchung der korrelierten Freisetzung von ^{26}Al durch massereiche Sterne im Zusammenhang mit den beiden signifikantesten Rückkopplungen derartiger Sterne mit interstellarem Medium - dem Fluß kinetischer Energie und der ionisierender Strahlung. Daher konzentriert sich das Modell TIMEPROF auf diese drei Aspekte des Emissionsverhaltens von OB Assoziationen.

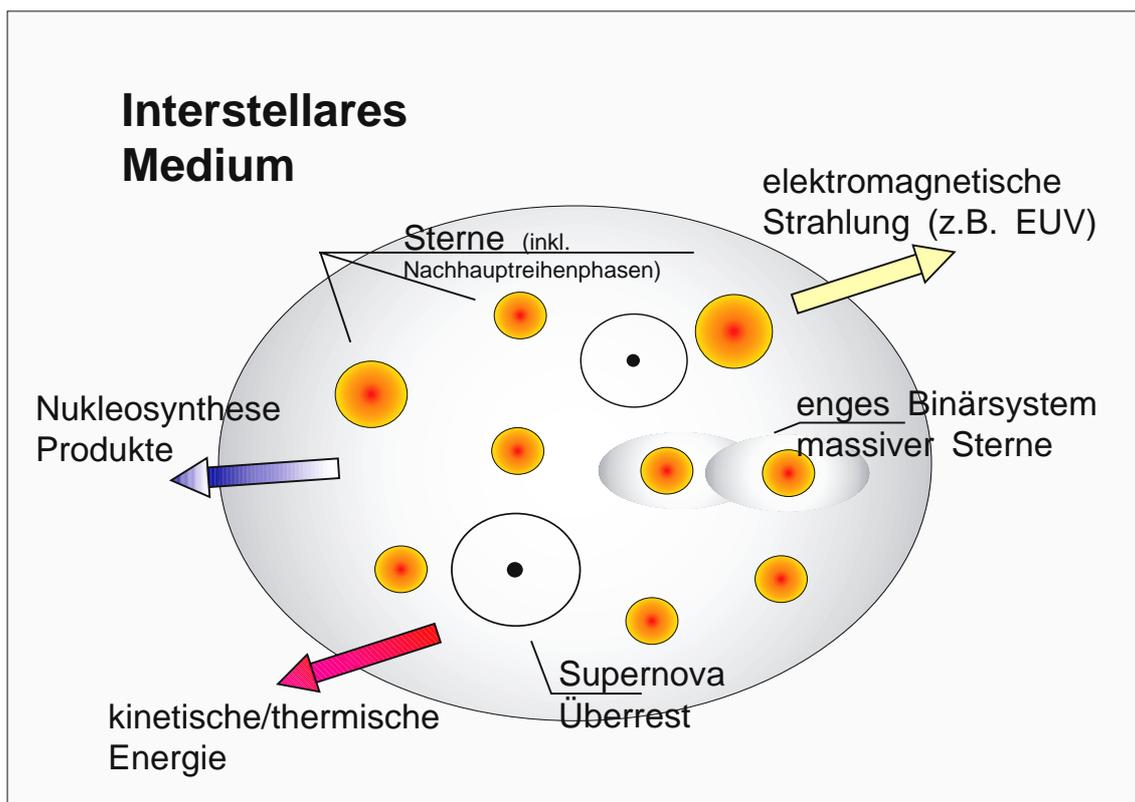


Abbildung 4.1: Schemazeichnung des Emissionsverhaltens von OB Assoziationen

Wie in Abschnitt 3.2.6 bereits diskutiert wurde, lassen sich Gruppen korrelierter Sterne, seien es Assoziationen, Cluster oder Galaxien, anhand ihres Anfangsmassenspektrums $\Phi(M_{\text{ZAMS}}, t)$ (IMF) und der Sternentstehungsgeschichte (SFH) charakterisieren². Die Sternentstehungsgeschichte wird im Sinne von Populationssynthesestudien funktional in Form einer Sternentstehungsrate $\Sigma(t, M_{\text{ZAMS}})$ (SFR) parametrisiert. Da in der Regel der Sternbildungsprozeß selbst kurz gegen den in der Populationssynthese betrachteten Zeitraum ist, wird implizit angenommen, daß Sterne instantan als Hauptreihensterne entstehen. Damit kann der Zeitpunkt der ersten Sternentstehung im Sinne der SFR als Nullpunkt der Zeitachse der Simulation betrachtet werden. Nur in Modellen, welche auf u.a. die Untersuchung der IR-Emission entstehender Sterne (Protosterne) direkt abzielen, werden die Vorhauptreihenphasen der Sterne explizit mitgeführt. Wird die Sternentstehung als instantan und gleichzeitig für alle Sterne beschrieben, spricht man

²Solange keine detaillierte chemische Entwicklung Ziel einer Untersuchung ist stellt die Metallizität einen dritten Parameter zur Festlegung der Eigenschaften einer Sternpopulation dar. Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Modelle nehmen explizit eine solare Zusammensetzung der Hauptreihensterne der Populationen an.

von einem *Starburst Szenario* oder *coeval star formation*; in diesem Fall gilt:

$$\Sigma(t, M_{\text{ZAMS}}) \propto \delta(t - t_0) \quad (4.1)$$

Bei zeitlich ausgedehnter und unter Umständen explizit masseabhängiger Sternentstehung spricht man von sog. *non-coeval star formation*, wobei folgende Szenarien unterschieden werden:

Fall 1: Während die Anfangsmassenfunktion zeitlich konstant ist, ändert sich die Sternentstehungsrate mit der Zeit. Andererseits ist nur die IMF eine Funktion von M_{ZAMS} .

Fall 2: Ein zweites Szenario ergibt sich, wenn neben der IMF auch die SFR mit der Anfangsmasse variiert.

Fall 3: Als weitere Möglichkeit kann prinzipiell auch die IMF eine Funktion der Zeit sein, während die Sternentstehungsrate keine Abhängigkeit von der Anfangsmasse zeigt.

Fall 4: Die letzte Alternative ergibt sich aus der Annahme vollständiger Abhängigkeit von IMF und SFR von der Zeit und der Anfangsmasse.

Bei Untersuchungen der Anfangsmassenfunktion in unterschiedlichsten Sternentstehungsumgebungen erwies sich das Massenspektrum als annähernd unabhängig von der Metallizität, was als Hinweis auf die zeitliche Konstanz der Verteilung gedeutet werden kann. Im Gegensatz dazu hängt der Sternentstehungsprozeß stark von den Umgebungsbedingungen ab, welche sich durch die verschiedensten Einflüsse (z.B. Einfall von Materie auf die Galaxie, spiralförmige Dichtewellen, galaktische Superwinde usw.) beständig ändern, so daß die Sternentstehungsrate Σ eine Funktion der Zeit ist. Die genau Zusammenhang zwischen der Sternentstehungsrate und der Anfangsmasse der entstehenden Sterne wird allerdings sehr kontrovers diskutiert (siehe Abschnitt 3.2.6). Auf Grund der Unsicherheiten in der Abhängigkeit der Sternentstehungsrate von der Sternmasse und den in Abschnitt 3.2.6 diskutierten Argumenten für eine zeitlich konstante Anfangsmassenfunktion, werden in meinem Modell nur massenunabhängige, instantane bzw. zeitlich ausgedehnte Sternentstehungsraten in Betracht gezogen. Wie die Diskussion der Beobachtungsbefunde in Abschnitt 3.2.6 weiterhin gezeigt hat, läßt sich die Anfangsmassenfunktion für den im Modell realisierten Massenbereich von $M_{\text{low}} = 8 M_{\odot}$ bis M_{up} durch eine einfache Potenzfunktion gut beschreiben.

$$\Phi(M_{\text{ZAMS}}) \propto M_{\text{ZAMS}}^{-(1+\Gamma)} \quad (4.2)$$

Die Sternentstehungsrate wird in vorliegendem Modell entweder durch eine

- a) Delta-Funktion,
- b) eine Gauß-Funktion vorgegebener Breite
- c) oder eine Theta-Funktion (Box-Kurve) definierter Breite

beschrieben. Für die Modellierung realer OB Assoziationen kann es auch sinnvoll sein, die Sternentstehung in der Assoziation mit mehreren zeitlich verschobenen Gauß- oder Box-Kurven mit unterschiedlichen Amplituden zu beschreiben - so zeigt z.B. Orion OB1 Hinweise auf eine propagierende Sternentstehung in vier Intervallen. Orion OB1 läßt sich in vier Untergruppen nach wachsendem Alter von unter 1 Mio. Jahre über 1.7 und 4.6 Mio. Jahre bis zu 11.4 Mio. Jahre unterteilen (*Brown et al.* 1994).

Für die nachfolgenden Betrachtungen definieren wir eine Standardpopulation definiert wie folgt:

- Massengrenzen: $M_{low} = 8 M_{\odot}$ und variierendem $M_{up} \in \{60, 80, 100, 120\} [M_{\odot}]$
- Steilheit Γ der Anfangsmassenfunktion: $\Gamma = 1.35$ (entspricht *Salpeter-IMF*)
- Starburst-Szenario
- $M_{max}^{SN} = \infty$

Alle Berechnungen des Standardsszenarios wurden für eine Population von 515.5 Sternen durch geführt, was bei einer oberen Massengrenze von $120 M_{\odot}$ einer totalen Masse des Starbursts von $10000 M_{\odot}$ entspricht.

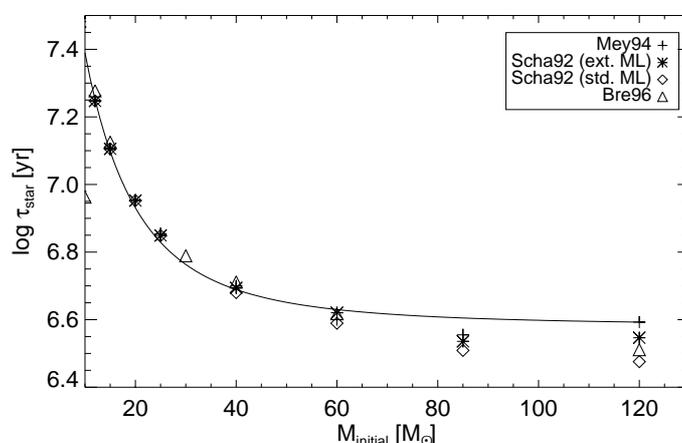


Abbildung 4.2: Lebensdauern massereicher Sterne als Funktion der Anfangsmasse für verschiedene Sternentwicklungsmodelle [Mey94: Meynet et al. (1994); Scha92: Schaller et al. (1992) für normalen und überhöhten Masseverlust; Bre96: Bressan et al. (1993)]. Die durchgezogene Linie zeigt die in meinem Modell angenommene Lebensdauerfunktion.

Das Programm TIMEPROF realisiert die Evolution primärer Observablen durch konkrete Verfolgung ihrer zeitlichen Entwicklung für einzelne, schmale Massebins ($dm \leq 0.1 M_{\odot}$), welche aus der Diskretisierung der Anfangsmassenfunktion hervorgehen. OB Assoziationen werden daher in TIMEPROF als Populationen mit quasi-kontinuierlichem Massenspektrum behandelt. Für jedes Massenbin wird die Lebensdauer der jeweiligen Sterne auf Basis eines Potenzgesetzes der Form

$$\tau_{\star}(M_{ZAMS}) = b_0 + b_1 * M_{ZAMS}^{-\beta} \quad (4.3)$$

$$b_0 = 3.181215 \cdot 10^6 \quad b_1 = 2.81675 \cdot 10^9 \quad \beta = 2.13353$$

in Abhängigkeit von der Anfangsmasse M_{ZAMS} berechnet, wobei die Parameter durch Modellanpassung an die Lebensdauern der Genfer Sternmodelle (Meynet et al. 1994) gestimmt wurden. Gleichung 4.3 legt damit die Zeitspanne zwischen t_0 und $t_0 + \tau_{\star}$ fest, in der ein Massenbin im Rahmen des TIMEPROF Programms in seiner Entwicklung verfolgt werden muß. Abbildung 4.2 zeigt einen Vergleich der Lebensdauern verschiedener Sternentwicklungsrechnungen mit dem konkreten Fit. Im Rahmen der Zielsetzung liefert die Fitfunktion eine befriedigende Darstellung der Abhängigkeit der Sternlebensdauer von der Anfangsmasse. Nur im Massenbereich oberhalb von etwa $70 M_{\odot}$ scheint die Modellfunktion die Lebensdauer um etwa 0.1 Myr zu überschätzen.

Im Bereich der schwersten Sterne wird dieser Fehler wieder kleiner. Der Vergleich mit anderen Sternentwicklungsmodellen erlaubt darüber hinaus eine gute Abschätzung der systematischen Unsicherheiten bezüglich der Lebensdauern von massiven Sternen. Die Streuung der Lebensdauern der verschiedenen Sternentwicklungsmodelle beträgt für den relevanten Massenbereich ungefähr 30%. *Meynet und Maeder* (2000) weisen allerdings daraufhin, daß die explizite Beachtung stellarer Rotation zu einer Verlängerung der Hauptreihenphase und damit der Lebensdauer von bis zu 25% verglichen zu nicht-rotierenden Sternmodellen ohne erweiterten Massenverlust führt. Andererseits neigen die älteren Sternentwicklungsmodelle der Genfer Gruppe (*Schaller et al.* 1992, *Meynet et al.* 1994) auf Grund der gewählten erweiterten Massenverlustbeschreibung, welche ihrerseits anfangsmassenabhängig ist, zu einem Ansteigen der Lebensdauern für sehr hohe Anfangsmassen neigen. Für höhere Metallizitäten ist dieser Effekt größer, da die Massenverlustraten hier noch höher sind. So daß bezüglich der Lebensdauer die älteren Modellresultate mit den neueren Ergebnissen mit Sternrotation in guter Übereinstimmung sind.

Die Wahl der Steigung der Anfangsmassenfunktion verdient einige Beachtung. Wie aus der Diskussion in Abschnitt 3.2.6 hervorgeht, schwanken die beobachteten Steigungen für den in meinem Fall interessanten Massenbereich von $\Gamma = 0.9$ (*Massey und Thompson* 1991, *Massey et al.* 1995) bis zu etwa $\Gamma = 1.7$ (*Scalo* 1986, *Kroupa* 1998). Teilweise sind auch noch steilere Anfangsmassenverteilungen diskutiert worden. Die Wahl der Steigung bestimmt die Zusammensetzung einer Population und führt so zu systematischen Verschiebungen in den berechneten Observablen. Für das Standardszenario habe ich für den relevante Massenbereich mit $\Gamma = 1.35$ eine Beschreibung nach *Salpeter* (1955) gewählt, da diese die in der Literatur gängigste Beschreibung ist, und so ein Vergleich meines Modells mit publizierten Modellen stark erleichtert wird. Neben diesem Standardszenario werden in den folgenden Abschnitten die Auswirkungen unterschiedlicher Steigungen im Rahmen einer Parameterstudie untersucht und diskutiert.

4.1.1 ^{26}Al und ^{60}Fe in OB Assoziationen

4.1.1.1 Das Synthesemodell

Durch die Beschränkung auf zeitlich konstante Anfangsmassenspektren und massenunabhängige Sternentstehungsraten läßt sich die interstellare Masse freigesetzter Nuklide als zeitliche Faltung der Sternentstehungsrate $\Sigma(t)$ mit der IMF-gewichteten Quellfunktion $Q_X(t, M)$ beschreiben, wobei die obere Massengrenze durch das Minimum aus Maximalmasse und Masse des schwersten noch lebenden Sterns gegeben ist. Es gilt also:

$$M_X(t) = \int_{t_0}^t d\hat{t} \Sigma(\hat{t}) \int_{M_{low}}^{\min(M_{up}, M_{max}^*(\hat{t}))} dM \Phi(M) \cdot Q_X(\hat{t}, M) \quad (4.4)$$

Für Isotope mit begrenzter Lebensdauer, wie im Falle der radioaktiven Nuklide ^{26}Al und ^{60}Fe , ist der Quellfunktion $Q_X(t)$ der Zerfall überlagert. Die effektive Quellfunktion $\hat{Q}_X(t)$ folgt als Lösung der folgenden Differentialgleichung:

$$\frac{d\hat{Q}_X}{dt} = Q_X(t, M) - \frac{\hat{Q}_X}{\tau_X}. \quad (4.5)$$

Der erste Term der rechten Seite beschreibt das Emissionsverhalten der Quelle, während der zweite Term den Zerfall im interstellaren Medium wiedergibt. Nach Separation ergibt sich die formale Lösung für die effektive Quellfunktion \hat{Q}_X zu:

$$\hat{Q}_X(t, M) = \int_{t_0}^t d\hat{t} Q_X(\hat{t}, M) \cdot \exp\left(-\frac{t-\hat{t}}{\tau_X}\right). \quad (4.6)$$

t_0 ist dabei, wie in der Einleitung zu Abschnitt 4.1 erläutert, durch den Beginn der Hauptreihenphase des ältesten in der Population vorkommenden Stern definiert. Die Sternmasse M übernimmt hier den Charakter eines Parameters. Die Quellfunktion eines Sterns ist dabei durch:

$$Q_X^{\text{hydro}}(t, M) = X_X^s(t, M) \cdot \dot{M}_{\text{Wind}}(t, M) \quad (4.7)$$

gegeben, wobei X_X^s den Oberflächenmassenanteil des Nuklids X und \dot{M}_{Wind} den stellaren Masseverlust beschreib. Supernovae können als instantane Ereignisse mit Hilfe der Delta-Funktion beschrieben werden:

$$Q_X^{\text{SN}}(t, M) = m_X^{\text{SN}}(M) \cdot \delta(t - \tau_*(M)) \quad (4.8)$$

Herbei bedeutet m_X^{SN} die gesamte Masse des Nuklids X in den Ejekta. Durch Kombination von Gleichung 4.6 mit Gleichung 4.4 erhält man die formelmäßige Beschreibung für die zum Zeitpunkt t im interstellaren Raum befindliche Masse M_X des radioaktiven Isotops X

$$M_X^{\text{hydro}}(t) = \int_{t_0}^t d\hat{t} \Sigma(\hat{t}) \int_{M_{\text{low}}}^{\min(M_{\text{up}}, M_{\text{max}}^*(\hat{t}))} dM \Phi(M) \int_{\hat{t}}^t d\hat{t} Q_X(\hat{t} - \hat{t}, M) \cdot \exp\left(-\frac{t - \hat{t}}{\tau_X}\right). \quad (4.9)$$

Für Supernovae läßt sich Dank der Delta-Funktion die Anzahl der notwendigen Integrationen auf zwei reduzieren, und es folgt:

$$M_X^{\text{SN}}(t) = \int_{t_0}^t d\hat{t} \Sigma(\hat{t}) \int_{\max(M_{\text{low}}, M_{\text{max}}^*(t - \hat{t}))}^{M_{\text{up}}} dM \Phi(M) \cdot m_X^{\text{SN}}(M) \cdot \exp\left(-\frac{t - \hat{t} - \tau_*(M)}{\tau_X}\right). \quad (4.10)$$

Sowohl für ^{26}Al als auch für ^{60}Fe wurden die Ertragsfunktion durch Fit einer Potenzfunktion an die entsprechenden Erträge von Supernovamodellen bestimmt (siehe Abschnitt 3.1.3). Das Standardmodell beruht dabei für Anfangsmassen bis $30 M_{\odot}$ auf einem Fit an die Supernova Modelldaten von *Woosley und Weaver (1995a)*. Diese Wahl erscheint vor dem Hintergrund der Diskussion der Rotationseffekte auf die Nukleosyntheseerträge (siehe Abschnitt 3.1.3) als gerechtfertigt. Die Rotationsuntersuchung von *Woosley und Heger (1999)* hat gezeigt, daß die älteren Rechnungen die Nukleosyntheseigenschaften einer rotationsgemittelten Population gut approximieren.

Für schwerere Sterne ist die Vernachlässigung des Sternwindes während der Sternentwicklung keine gute Näherung mehr. Die von *Woosley et al. (1995)* präsentierten Supernovamodelle berücksichtigen zwar den Masseverlust, verfolgen aber andererseits nur die Entwicklung reiner Heliumsterne. *Maeder (1992)*, *Portinari et al. (1998)*, *Cerviño et al. (2000)* zu Folge ist zwar eine Extrapolation dieser Modelle durch Kopplung an Sternentwicklungsrechnungen über die CO-Kernmasse und damit eine Bestimmung zugehöriger ZAMS-Massen möglich, diese Extrapolation ist aber großen systematischen Unsicherheiten verknüpft, da die CO-Kerne der Heliumsterne eine andere Struktur und Zusammensetzung aufweisen als die zur Extrapolation herangezogenen Modellsterne hoher Anfangsmasse (*Heger 2000*). Ferner zeigt eine Untersuchung der Sternmodelle mit Anfangsmassen über $40 M_{\odot}$, daß die CO-Kernmasse nur geringe Variation mit der Anfangsmasse hat. Es ergibt sich also ein quasi-entarteter Zustand. Der obere Teil der Abbildung 4.3 zeigt die CO-Kernmasse als Funktion der Anfangsmasse, während im unteren Diagramm die ^{26}Al -Erträge als Funktion der CO-Kernmasse nach *Woosley et al. (1995)* wiedergegeben sind. Die CO-Kerne schwerer Sterne haben im Mittel Massen wie sie einem $25 M_{\odot}$ Stern entsprechen. Der Balken in der oberen Abbildung markiert den Bereich der CO-Kernmassen, der von den Supernova-Modellen von *Woosley et al. (1995)* abgedeckt wird. Auf Grund der Unsicherheiten in der Extrapolation werden im vorliegenden Modell die Supernovaerträge von ^{26}Al und ^{60}Fe für Anfangsmassen über $30 M_{\odot}$ als Konstanten in Anlehnung an die Erträge eines $25 M_{\odot}$ Sterns approximiert.

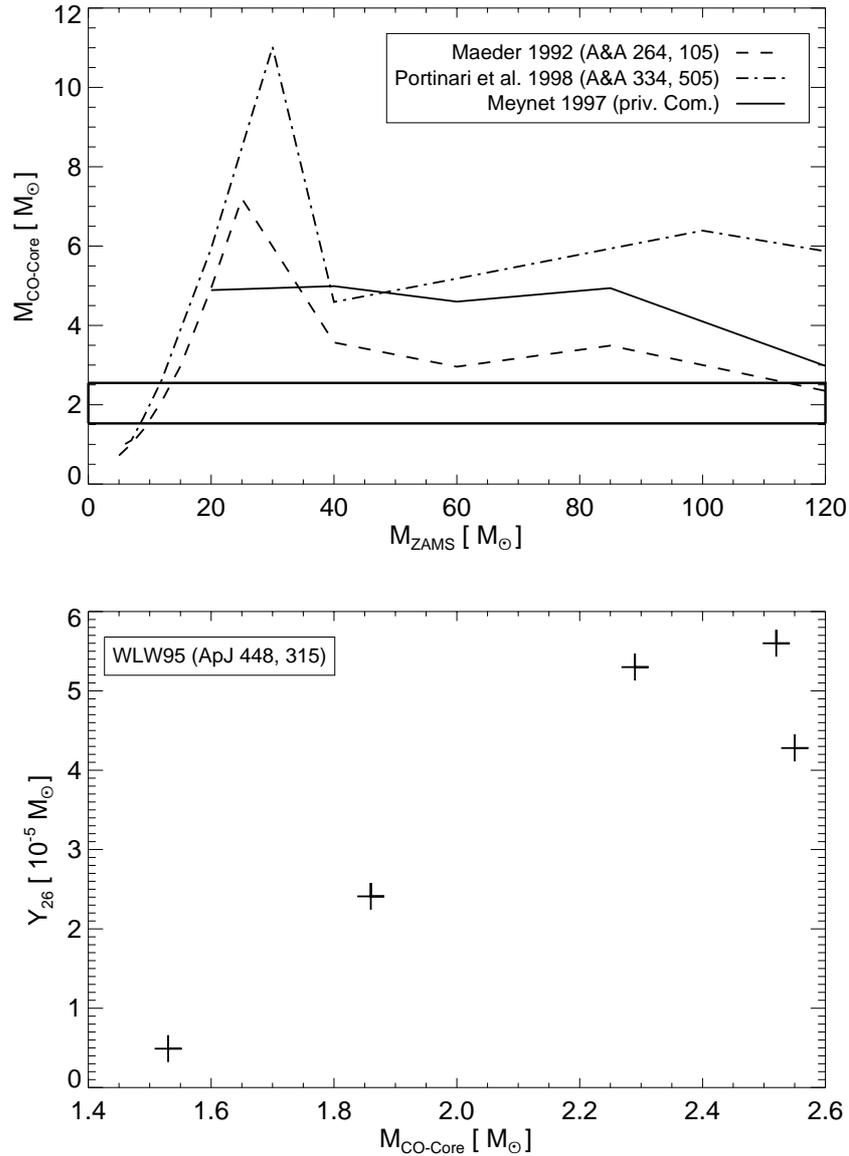


Abbildung 4.3: a) Masse des CO-Kerns vor Zünden des zentralen C-Brennens als Funktion der Anfangsmasse für drei verschiedene Sternentwicklungsmodelle. b) ^{26}Al -Erträge für Typ Ibc Supernovae von Heliumsternen in Abhängigkeit von der CO-Kernmasse nach Woosley et al. (1995).

Im Falle der aus Sternwinden stammenden hydrostatischen Komponente ist die Modellierung auf Grund der sich mit fortschreitender Sternentwicklung ändernden Massenverlustraten und Oberflächenanteilen (siehe Gleichung 4.7) komplexer. Darüber hinaus zeigt eine Untersuchung der Sternmodelle von Meynet et al. (1997), daß die Phase effektiver ^{26}Al -Emission durch Sternwinde von gleicher zeitlicher Größenordnung ist wie die Lebensdauer des Isotops. Abbildung 4.4 zeigt dies bezüglich zwei Zeitprofile der ^{26}Al -Freisetzung durch massive Sterne verschiedener Anfangsmasse. Neben dem ^{26}Al -Emissionsprofil sind die zeitlichen Verläufe der Massenverlustrate und des ^{26}Al -Oberflächenanteils dargestellt. Die Emissionsprofile lassen sich allerdings mit hinreichender Genauigkeit als zeitliche Gauß-Funktionen approximieren, wobei sich die Abhängigkeit von der Anfangsmasse gut durch Interpolationspolynome vierter Ordnung auf die Parameter der Gauß-Funktion abbilden lassen. Der Vergleich der Approximation zur direkten Interpolation der Zeitprofile liefert für die Lösung von Gleichung 4.9 unter Verwendung von Gleichung 4.7 eine maximale Abweichung von unter 5%.

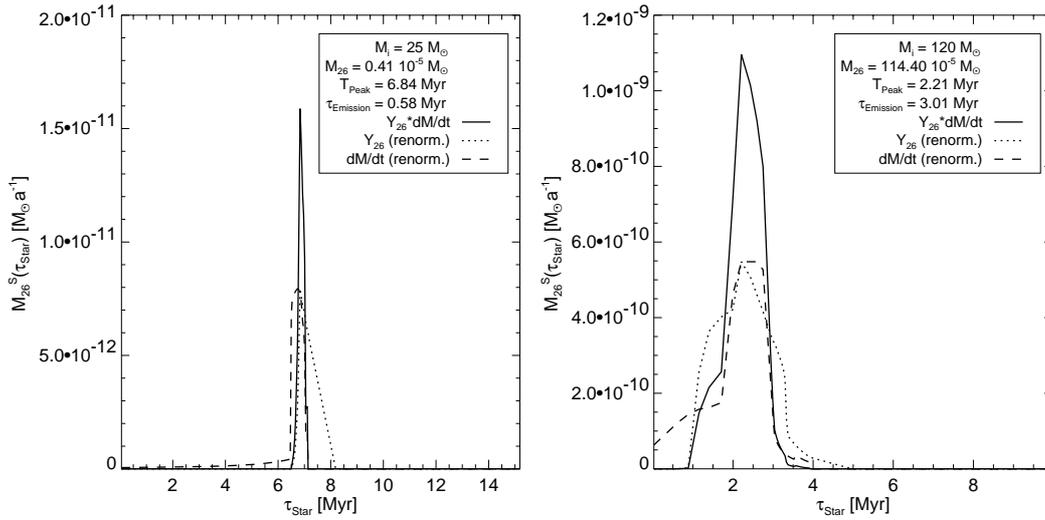


Abbildung 4.4: Freisetzung radioaktiven ^{26}Al durch Sternwinde massiver Sterne für zwei Sternmodelle unterschiedlicher Anfangsmassen. Die Zeitprofile für Gesamtmassenverlust und Oberflächenmassenanteil von ^{26}Al wurden der besseren Darstellbarkeit wegen renormiert.

Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf der im Modell angenommenen Ertragsfunktion in einer zu Abbildung 3.13 analogen Darstellung. Die unterschiedlichen Symbole geben die in Kapitel 3 diskutierten Ertragswerte der unterschiedlichen Modelle wieder. Die durchgezogene Linie die in meinem Modell angenommene Ertragsfunktion darstellt. Daneben sind als gestrichelte Linien die Anteile der Winderträge sowie der Supernovaanteil getrennt eingezeichnet. Zu steigenden Massen hin nimmt die Bedeutung des explosiven Anteils stark ab.

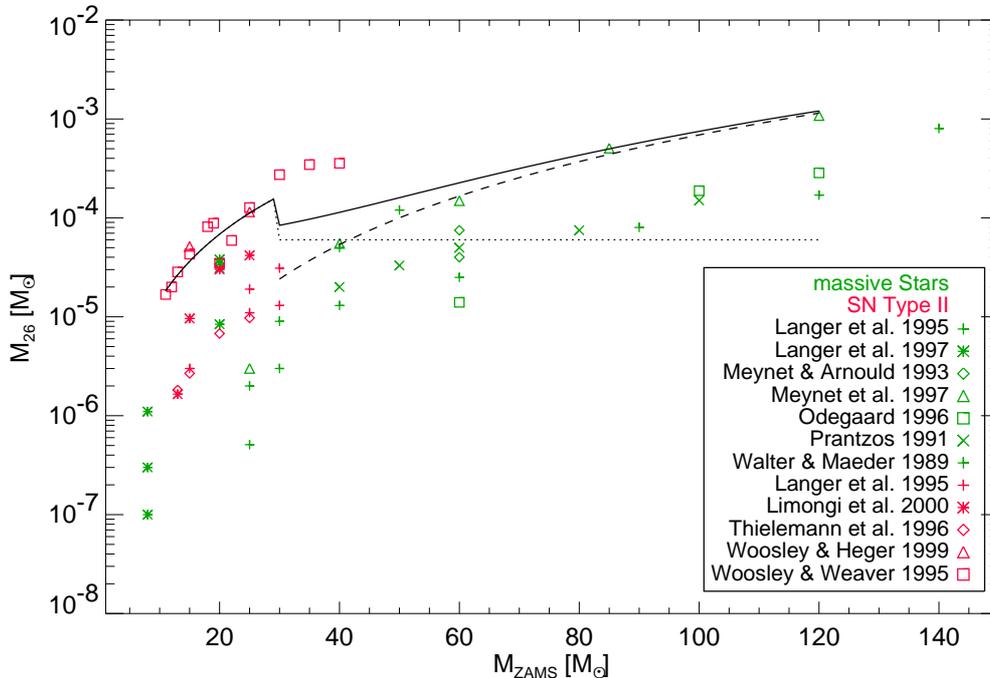


Abbildung 4.5: ^{26}Al -Erträge als Funktion der Anfangsmasse der Modellsterne. Die durchgezogene Linie markiert die in der Populationssynthese angenommene Ertragsfunktion, wobei der explosive Anteil sich einfach durch einen Fit an die Daten von Woosley und Weaver (1995a) ergeben, während der hydrostatische Anteil der Kurve sich durch Mittelung über die Emissionsphase nach Meynet et al. (1997) unter Berücksichtigung des Zerfalls ergibt. Zum Vergleich sind die adäquaten Ertragswerte verschiedener Nukleosynthesemodelle als Symbole eingezeichnet (siehe Legende).

Abbildung 4.6 zeigt beispielhaft die zeitliche Entwicklung des Quellterms $Q_{26\text{Al}}(t)$ für eine Assoziation im oben definierten Standardszenario.

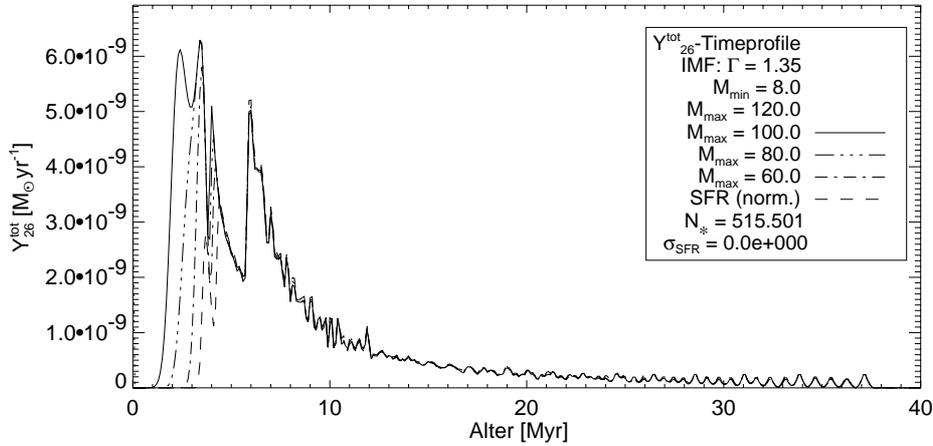


Abbildung 4.6: Zeitliche Entwicklung der integralen ^{26}Al -Emissionsrate einer Standardassoziation.

Die drei charakteristischen Maxima lassen sich auf die Windkomponente der Wolf-Rayet Sterne, Typ Ib/c bzw. und Typ II Supernovae zurückführen. Genauer betrachtet stellt das durch Typ Ib/c Supernovae bedingte Maximum auf Grund seiner zeitlichen Nähe zur dominanten Windkomponente eine kurze Überhöhung des Zeitprofils dar, während das Einsetzen von Typ II Supernovae das Profil deutlich dominiert. Auf Grund des zu niedrigeren Anfangsmassen nicht-linearen Ansteigens der Lebensdauern zeigt sich nach den Supernova-Maxima ein charakteristischer Abfall. Für Typ II Supernovae, welche auf Grund der Anfangsmassen deutlich häufiger auftreten als Typ Ib/c Ereignisse, begünstigt die Massenabhängigkeit der ^{26}Al -Erträge den Abfall der Emissionsaktivität.

Die Zeitprofile der interstellaren Masse von ^{26}Al und ^{60}Fe sind in den Abbildungen 4.7 und 4.8 dargestellt. Im Falle der interstellaren ^{26}Al -Masse zeigt sich eine zweifache Peakstruktur auf, welche sich aus den beiden unterschiedlichen Quelltypen erklärt. Während einerseits die Sternwinde der sehr schweren Sterne ($M_{\text{ZAMS}} \geq 40 M_{\odot}$) das frühe Maximum bestimmen, ergibt sich das zweite Maximum aus der Überlagerung der Effekte von ansteigendem Anteil leichterer Sterne und dem Absinken der explosiven Erträge zu niedrigeren Anfangsmassen hin. Besonders deutlich werden diese Abhängigkeiten, wenn die obere Massengrenze variiert wird. Steigt das obere Limit an so bildet sich ein deutliches erstes Maximum aus, während bei niedrigem oberem Limit der erste Peak fast vollständig verschwindet. Das spätere Maximum hingegen wird durch diese Variation kaum beeinflusst.

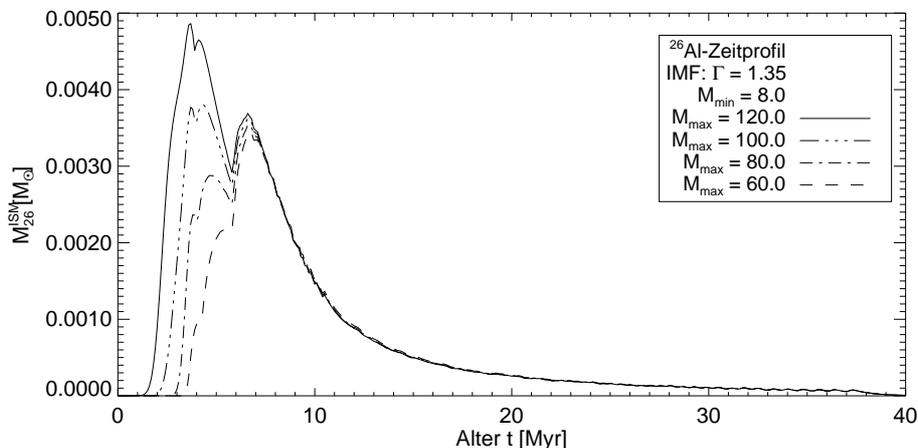


Abbildung 4.7: Zeitprofil der interstellaren ^{26}Al -Masse für die Standardszenario.

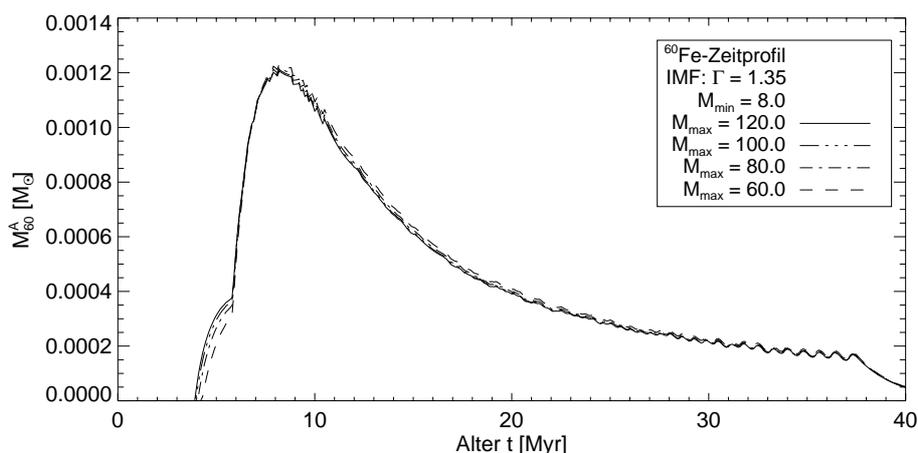


Abbildung 4.8: Zu Abbildung 4.7 analoges Zeitprofil für ^{60}Fe .

Abbildung 4.9 zeigt das Verhältnis aus interstellarer ^{60}Fe -Masse und ^{26}Al als Funktion der Zeit. Deutlich zu erkennen ist die frühere Emission von ^{26}Al im Falle höherer oberer Massengrenzen und der Effekt der längeren Lebensdauer von ^{60}Fe in der späten Entwicklungsphase. Dazwischen steigt das Verhältnis langsam von ca. 25% auf ca. 50%.

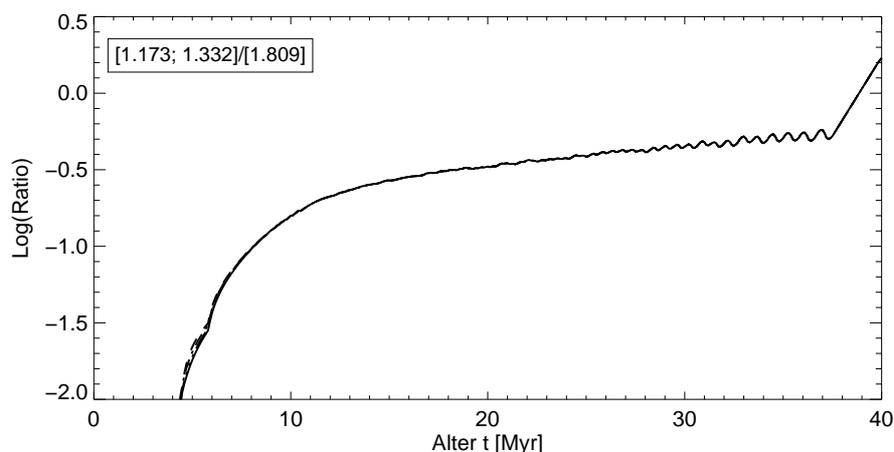


Abbildung 4.9: Das Verhältnis von interstellarem ^{60}Fe und ^{26}Al ausgedrückt als γ -Intensitätsverhältnis als Funktion der Zeit.

Mit den Verzweungsverhältnissen für die γ -Emission der unterschiedlichen Zerfälle läßt sich schließlich mit Hilfe der momentanen Zerfallsrate aus den Zeitprofilen Lichtkurven für die Intensität oder den Fluß der bestimmten γ -Quanten errechnen.

4.1.1.2 Abhängigkeit von IMF & SFR

Wie bereits erwähnt, erstreckt sich der Bereich der in der Literatur diskutierten Steigungen der Anfangsmassenfunktion über einen recht weiten Bereich. Wenn auch der wahrscheinlichste Wertebereich für den Massenbereich massereicher Sterne zwischen $\Gamma = 1.3$ und $\Gamma = 1.7$ liegt, so habe ich doch Zeitprofile³ in für die interstellare ^{26}Al -Masse für Anfangsmassenspektren zwi-

³Zeitprofile, welche auf eine totale Masse der Assoziation von $1 M_{\odot}$ normiert sind werden im Folgenden kurz *massennormierte Zeitprofile* genannt.

schen $\Gamma = 0.7$ und $\Gamma = 2.0$ berechnet, welche in Abbildung 4.10 dargestellt sind. Diese Rechnungen wurden zu dem für drei unterschiedliche Sternentstehungsraten durchgeführt. Neben dem instantanen Starburst-Szenario sind Zeitprofile für einen Quasi-Burst mit einer Gauß-förmigen Sternentstehungsrate mit einer 1σ von 0.5 Myr sowie für eine über 15 Myr kontinuierliche Sternentstehung eingezeichnet.

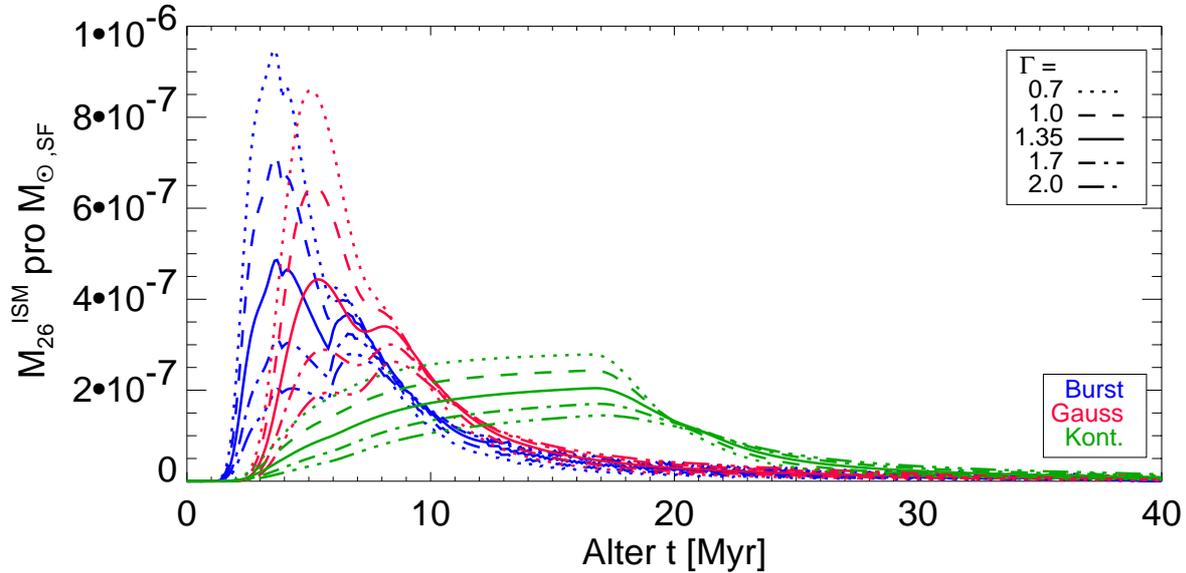


Abbildung 4.10: Zeitprofile für die interstellare ^{26}Al -Masse für verschiedene Wahlen der Steigung der Anfangsmassenfunktion und Sternentstehungsrate.

Abbildung 4.10 zeigt die massennormierten Zeitprofile der interstellare ^{26}Al -Masse bei Variation von Anfangsmassenspektrum und Sternentstehungsrate. Allgemein lassen sich folgende Trends festhalten:

1. Länger andauernde Sternentstehungsaktivität verwischt die Strukturen der Zeitprofile und das Maximum nimmt mit zunehmender Dauer ab. Die Doppelstruktur verliert sich schnell mit steigendem Aktivitätsintervall.
2. Ausgedehnte Sternentstehung führt ferner zu einer Verschiebung des Maximums der Zeitprofile zu späteren Zeitpunkten.
3. Die zu jedem Zeitpunkt im interstellaren Medium vorhandene Gesamtmasse an ^{26}Al nimmt mit abnehmender Steigung der Anfangsmassenverteilung stark zu.
4. Je flacher die Anfangsmassenfunktion desto dominanter tritt das hydrostatische Maximum heraus.
5. Bei sehr steilen Anfangsmassenfunktionen sind beide Maxima angenähert gleich.

Abbildung 4.11 zeigt die zu Abbildung 4.10 äquivalente Darstellung der Abhängigkeit der interstellaren ^{60}Fe -Masse von der Sternentstehungshistorie.

4.1.1.3 Systematische Unsicherheiten

Eine genauere Betrachtung von Abbildung 4.5 erscheint im Hinblick systematischer Unsicherheiten meiner Nukleosynthesebeschreibung geboten. Die Breite der Streuung gibt zwar einerseits

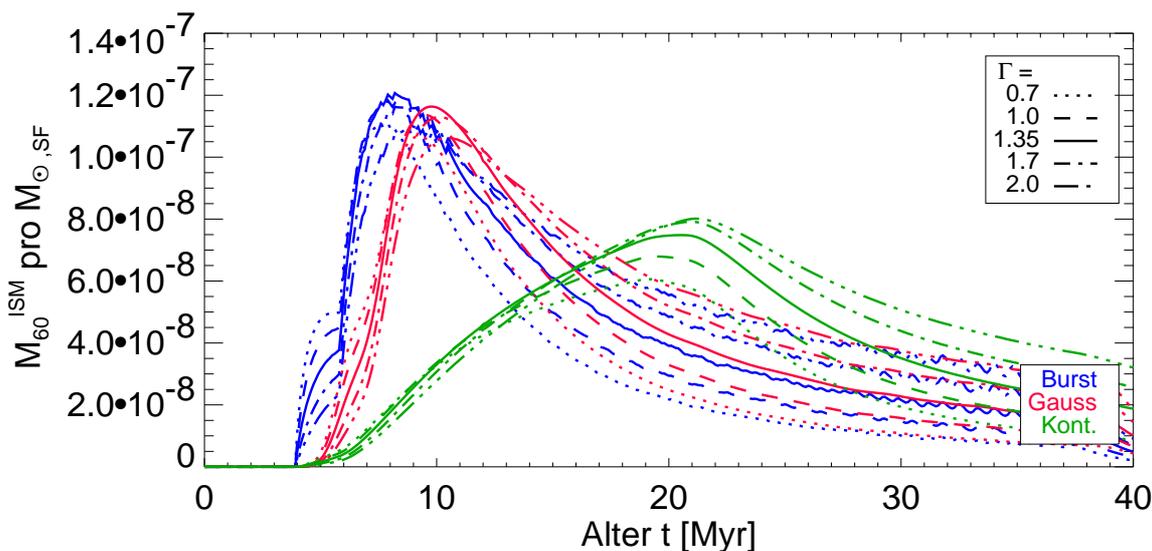


Abbildung 4.11: Zeitprofile für die interstellare ^{60}Fe -Masse für verschiedene Wahlen der Steigung der Anfangsmassenfunktion und Sternentstehungsrate.

einen ersten Eindruck der intrinsischen Unsicherheiten der verschiedenen detaillierten Nukleosynthesemodelle. Andererseits muß aber berücksichtigt werden, daß, wie bereits in Kapitel 3 diskutiert, viele der Nukleosynthesemodelle die Effekte von anhaltendem Masseverlust während der Hauptreihen- und Nachhauptreihenphase vernachlässigen. Das in den Sternen erzeugte ^{26}Al verbleibt so länger im Stern und kann daher einerseits im Stern zerfallen und andererseits durch Sekundärreaktionen zerstört werden. Durch die Vernachlässigung des Sternwindes in vielen Modellen wird eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten durch z.B. unterschiedliche Konvektionsmodelle stark erschwert.

Wo liegen nun die größten Unsicherheiten ? Das im Sinne der Sternentwicklung umstrittenste physikalische Problem erwächst aus der Beschreibung von Mischprozessen im Sterninneren. Neben den exakten Bedingungen für Konvektion und Semikonvektion (siehe Abschnitt 3.1.1.3) spielt die Frage nach den Rotationseigenschaften eine fundamentale Rolle. Rotation führt zu zusätzlichen Instabilitäten und damit zu Materieflüssen im Sterninneren. Das Problem des internen Mischens ist damit eng verknüpft mit dem Problem der Sternrotation. Andererseits beeinflussen Mischprozesse wegen des Materie- und Energietransports auch die stellaren Brennprozesse, so daß die Nukleosynthese nicht entkoppelt von diesen Problemen betrachtet werden kann. Für die Beobachtbarkeit wie für die chemische Entwicklung der interstellaren Materie sind zu dem auch die Mechanismen des Materieverlustes von ausschlaggebender Bedeutung. Wie in der Einleitung zu diesem Abschnitt bereits erwähnt, wird aber gerade dieser Aspekt in den meisten Modellen noch vernachlässigt.

Neben den Unsicherheiten, die sich aus der Beschreibung der Sternstruktur und -entwicklung ergeben, finden sich auch in der Beschreibung der Kernreaktionen selbst einige Quellen von möglichen systematischen Fehlern. Wie in Abschnitt 3.1.1.2 erörtert, lassen sich viele Wirkungsquerschnitte und Reaktionsraten für Bedingungen, wie sie im Sterninneren herrschen, nicht im Labor messen, so daß auf Extrapolationen zurückgegriffen werden muß. Darüber hinaus hat die numerische Implementation gegebenenfalls Einfluß auf die resultierenden Modellvorhersagen (z.B. Realisation von QSE-Brennen).

Eine Abschätzung für die Unsicherheiten meiner ^{26}Al -, ^{60}Fe -Emissionsbeschreibung erhält man aus dem Vergleich der Modellvorhersagen von *Langer et al.* (1995, 1997) und den im Standard-

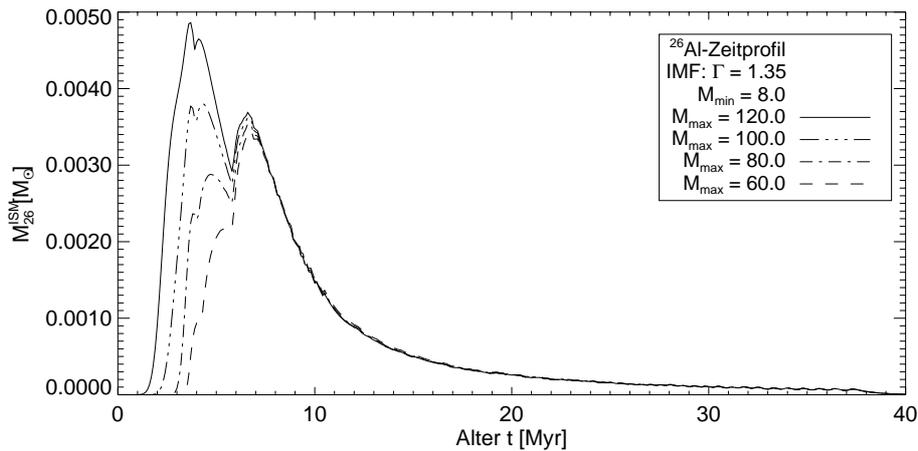


Abbildung 4.12: Zeitprofil der interstellaren ^{26}Al -Masse für zwei unterschiedliche Nukleosynthesebeschreibungen. Die optimistischere Kurve basiert auf den Nukleosynthesemodellen von *Meynet et al. (1997)* und *Woosley und Weaver (1995a)*, während der unteren Kurve die Modelle von *Ødegaard (1996)* und *Langer et al. (1995)* zu Grunde liegen.

modell herangezogenen Werten von *Meynet et al. (1997)*. Beide Sternentwicklungsgitter beschreiben die Nukleosynthese in annähernd gleicher Weise, während sie sich in der Beschreibung von innerem Mischen und Masseverlust unterscheiden. Abbildung 4.12 zeigt die resultierenden ^{26}Al -Zeitprofile für eine Standardassoziation. Wird in den Sternmodellen die stellare Rotation berücksichtigt, so zeigt sich, daß die zu erwartenden Erträge besser durch das Meynet'sche Modell beschrieben werden. Aus diesem Grund liegt meinen Standardprofilen die optimistischere Ertragsfunktion nach *Meynet et al. (1997)* zu Grunde.

Ein weitere Quelle möglicher systematischer Fehler erwächst aus der Möglichkeit, daß Supernova-Explosionen von Sekundärsternen in engen, massereiche Binärsysteme stark überhöhte ^{26}Al -Erträge aufweisen könnten (*Langer et al. (1998)*; siehe Abschnitt 3.1.3). Bis heute ist dieser Produktionskanal nicht über den recht großen Parameterraum binärer Sternsysteme untersucht worden. So ist nicht geklärt wie diese Produktionsüberhöhung von den Systemparametern Masseverhältnis und Umlaufperiode abhängt. Daher ist an eine detaillierte Untersuchung dieses Produktionskanals für interstellares ^{26}Al im Rahmen einer detaillierten Binärpopulationssynthese nicht zu denken. Nimmt man jedoch an, daß alle massiven, engen Binärsysteme mit Fall A Massentransfer eine derartige Entwicklung durchlaufen, so erhält man eine grobe Abschätzung mit Hilfe meines Populationsmodells. Ausgehend von der Annahme, daß ca. 60% (*Mason et al. 1998*) aller Sterne in Doppelsternsystemen zu finden sind und daß ca. 8% (*Meynet et al. 1994*) dieser Systeme die entsprechenden Bedingungen für den Massentransfer erfüllen, so kommt man auf einen Anteil von ca. 2.5% einer Population massiver Sterne, welcher diese Produktionsüberhöhung zeigen sollte. Wählt man nun einen konservativeren Überhöhungsfaktor von 100 (*Langer* spricht von Überhöhungen von bis zu einem Faktor 1000), so erhält man die modifizierte ^{26}Al -Emission in Abbildung 4.13 für den Fall meines Standardszenarios. Neben einem dem erwähnten Überhöhungsfaktor geht in das gezeigte Zeitprofil die Annahme ein, daß die Lebensdauer eines materieempfangenden Sekundärsterns sich durch den Verjüngungsprozeß um einen Faktor 1.25 bis 1.5 verlängert, was die Verschiebung des Supernovamaximas zu einem späteren Zeitpunkt erklärt.

Aus der Abbildung wird deutlich, daß für den angenommenen Fall die wenigen massereichen, engen Binärsysteme die dominante Quelle galaktischen ^{26}Al sein könnten. Daher erscheint eine weitere, detaillierte Untersuchung dieses Kanals dringend notwendig, um im Rahmen einer detaillierten Binärpopulationssynthese mögliche ^{26}Al -Zeitprofile zu errechnen.

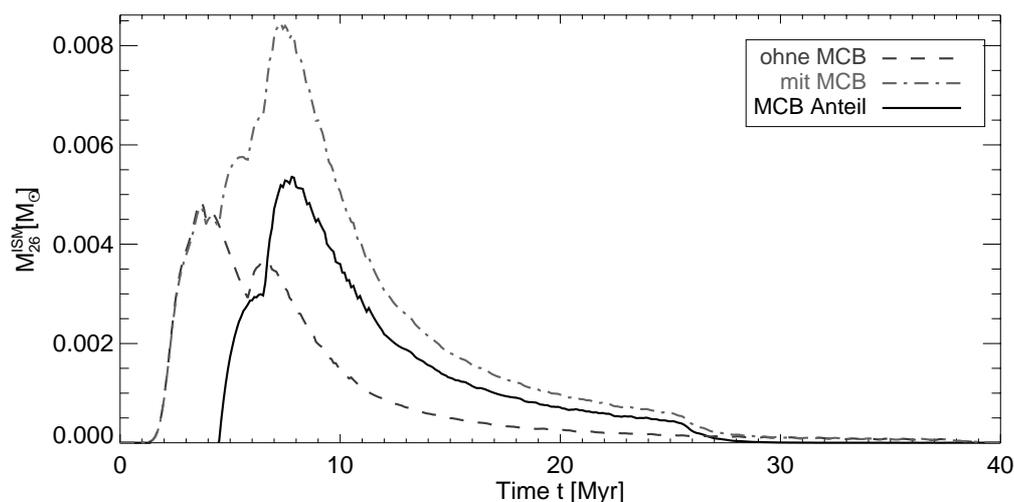


Abbildung 4.13: Effekt von MCB-Systemen nach Langer auf die interstellare ^{26}Al -Masse: Die durchgezogene Linie zeigt den Beitrag der MCB-Systeme, während die gepunktete das Standardprofil und die strich-punktierte Linie die Summe aus Einzelsternen und MCB-Systemen wiedergeben. In allen gezeigten Profilen wurde als obere Massengrenze $120 M_{\odot}$ angenommen.

4.1.1.4 Statistische Unsicherheiten

Die Modellierung von OB Assoziationen unterliegt zu dem statistischen Fluktuationen, die sich durch das diskrete Sampling der Anfangsmassenfunktion ergeben. Die Anfangsmassenfunktion gibt die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen eines Sterns einer bestimmten Anfangsmasse wieder. Ist die Population nun vergleichsweise klein, d.h. deutlich kleiner als einige 100 Sterne im Massenbereich zwischen unterer und oberer Massengrenze, so kommt es je nach Steigung der Anfangsmassenfunktion zu einer ungenügender Besetzung der Verteilungsfunktion. Bei steilen Anfangsmassenfunktionen unterliegt daher gerade der Bereich sehr großer Anfangsmassen starken Fluktuationen der Besetzung. Um die Effekte der statistischen Streuung durch die Realisation von finiten Samples auf die simulierten Observablen zu untersuchen, haben Karsten Kretschmer (*Kretschmer 2000*) und ich eine Monte Carlo Version meines Modells erarbeitet. Diese veränderte Version meines Populationssynthesemodells erlaubt die Untersuchung der Auswirkungen statistischer Fluktuationen der Populationen auf die Zeitentwicklungen der primären Observablen und ihrer Korrelationen. Von besonderer Bedeutung ist zu dem die Frage, ab welcher Populationsstärke systematische Unsicherheiten die möglichen statistischen Fehler dominieren, so daß tatsächlich zu Grunde liegende theoretische Modelle unterschieden werden können und die Systemparameter signifikant untersucht werden können.

Abbildung 4.14 zeigt eine zu Abbildung 4.7 analoge Darstellung der interstellaren ^{26}Al -Masse von 100 Populationen einer OB Assoziation mit 100 Sternen im Massenbereich zwischen 8 und $120 M_{\odot}$. Dabei sind die einzelnen Zeitprofile der Monte Carlo Simulationen zu einer Dichtekurve zusammengefaßt worden.

Um die Abhängigkeit der statistischen Streuung von der Populationsstärke zu untersuchen, wurde die Modellrechnung für verschiedene Populationsstärken wiederholt. Abbildung 4.15 zeigt die ^{26}Al -Masse zum Zeitpunkt des Maximums als Funktion der Populationsstärke. Auf Grund der steilen Anfangsmassenverteilung, die zu sehr niedrigen Anteilen der massereichsten Sterne an der Gesamtpopulation führt, wirken sich die Fluktuationen der Population in der Frühphase, d.h. während der winddominierten ^{26}Al -Emission, am stärksten auf das Windmaximum und den frühen Supernovabeitrag des Zeitprofils aus. Ferner sind vertikal die Breiten der Streuung

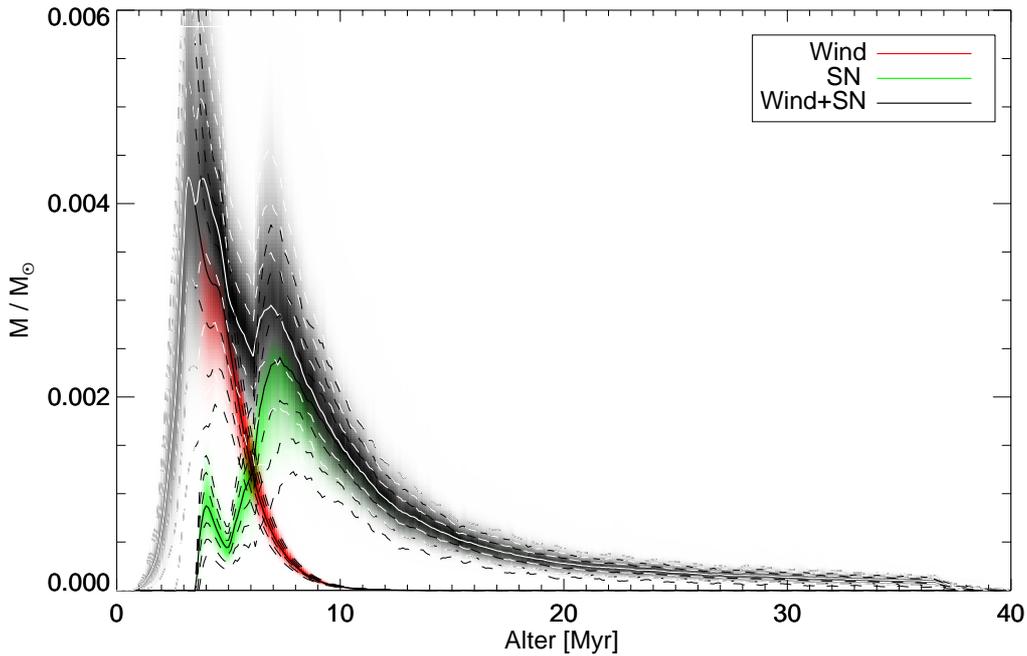


Abbildung 4.14: ^{26}Al -Inhalt des interstellaren Mediums um 100 Assoziationen aus 100 Sternen mit zufälligem Sampling der IMF. Die Farbe kodiert die Beiträge aus Sternwinden und Supernovae.

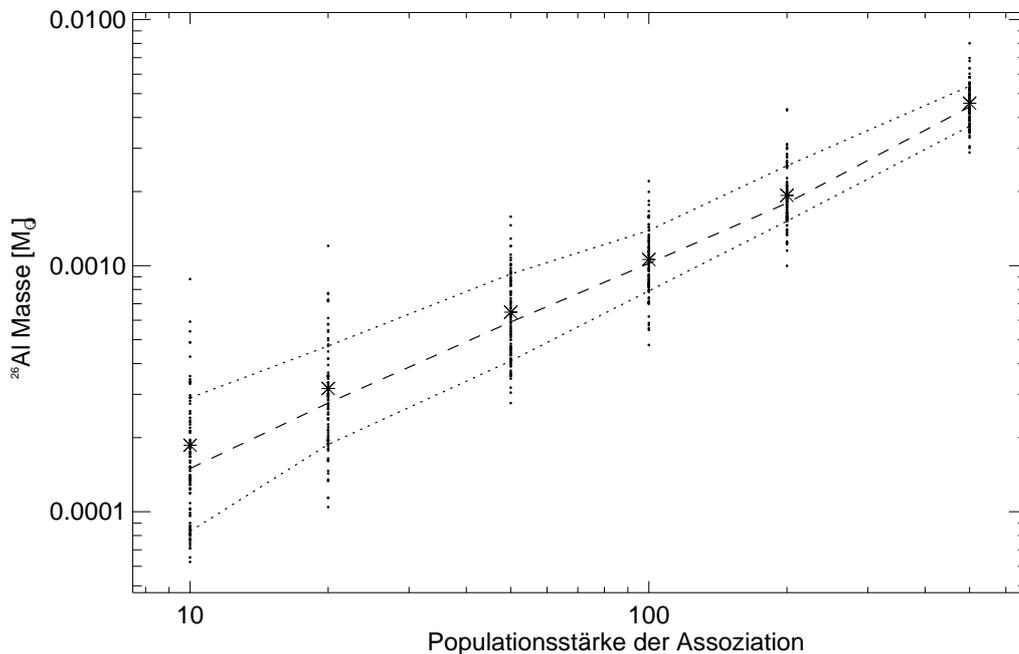


Abbildung 4.15: Streuung im Maximum des M_{26} -Profils als Funktion der Populationsstärke

eingezeichnet. Die gestrichelten Linien markieren den Bereich der 50% Streuung, d.h. innerhalb des Bandes befinden sich 50% aller Samples. Man sieht deutlich, daß die Breite dieses Bandes für größere Populationen abnimmt. Ab einer Populationsstärke von etwa 100 Sternen sind die statistische Unsicherheiten auf Grund des IMF-Samplings kleiner als die systematischen Unsicherheiten des Nukleosynthesemodells.

4.1.2 Masseverlust und kinetische Energie in OB Assoziationen

4.1.2.1 Masseverlust, Windgeschwindigkeit und Supernovae

Wie u.a. in Kapitel 3 bereits deutlich wurde, sind massive Sterne starke Quellen kinetischer Energie für das interstellare Medium. So führen die Sternwinde bzw. Supernovae nicht nur zur einer Modifikation der chemischen Zusammensetzung des umgebenden Mediums, sondern die mit den Winden und Explosionen verbundene kinetische Energie führt durch sich ausbreitende Schockwellen zur Bildung von Strukturen im Medium (siehe Kapitel 3 und Referenzen dort). Für die Modellierung des Flusses kinetischer Energie aus OB Assoziationen muß zunächst zwischen den quasi-kontinuierlichen Sternwinden und den instantanen Explosionsereignissen unterschieden werden.

Der Fluß kinetischer Energie läßt sich bezüglich der Modellierung in zwei Aspekte zerlegen, welche sich aus der formelmäßigen Beziehung für die Windluminosität

$$L_{\text{Wind}} \propto \dot{M}_{\star} \cdot v_{\infty}^2 \quad (4.11)$$

ergeben. Neben der Massenverlustrate \dot{M} ist die Endgeschwindigkeit v_{∞} von entscheidender Bedeutung. Insbesondere in der Beschreibung von Sternwinden unterliegen beide Komponenten einer separaten, vom Entwicklungszustand des Sterns abhängigen zeitlichen Variation. Während aus Konsistenzgründen die modellmäßige Beschreibung der Massenverlustrate in meinem Modell auf die Massenverlustbeschreibung nach den Genfer Sternmodellen (*Meynet et al.* 1994, 1997) festgelegt ist, legen die gewählten Sternmodelle im Grunde nur eine untere Grenze für die Windgeschwindigkeit fest, welche durch die effektive Fluchtgeschwindigkeit gegeben ist. Da aber die Sternentwicklungsmodelle keine detaillierte Beschreibung der Sternatmosphäre umfassen, ist die Windgeschwindigkeit aus diesen Modellen heraus nicht näher quantifizierbar. Es bietet sich daher ein empirischer Ansatz für die Beschreibung der Windendgeschwindigkeiten an. Während für die Beschreibung von v_{∞} für heiße Hauptreihensterne ($\log T_{\text{eff}} \geq 3.9$) auf Grund der besseren Beobachtungssituation in der jüngeren Literatur verschiedene Relationen zwischen der Windgeschwindigkeit und verschiedener Sternzustandsgrößen (Leuchtkraft, Effektivtemperatur usw.) zu finden sind (*Horwarth und Prinja* 1989, *Leitherer et al.* 1992, *Schaerer et al.* 1996a), ist die Situation für entwickelte Sterne deutlich schlechter. Die Abweichungen der Hauptreihenwindformeln liegen maximal im Bereich von 0.2 dex⁴. Für mein Standardmodell habe ich schließlich die Windformel von *Horwarth und Prinja* (1989) (Gl. 4.12) gewählt, da diese Beziehung zum einen auf der breitesten Datenbasis beruht, welche zu dem konsistent ausgewertet wurde. Die Windgeschwindigkeit kühler Sterne wird in meinem Modell nach *Drake* (1986) zu konstant 30 km/s abgeschätzt, während für Winde von LBV-Sternen eine konstante Windgeschwindigkeit von 200 km/s angenommen wird (vgl. Windgeschwindigkeit für den LBV-Stern P Cygni). Die Windgeschwindigkeiten für Wolf-Rayet Sterne werden in meinem Modell abhängig vom WR-Typ auf die jeweiligen Mittelwerte der Windgeschwindigkeiten nach *Prinja et al.* (1990) abgeschätzt.

$$\begin{aligned} \log R &= 0.5 \cdot \log L - 2 \cdot \log \left[\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} \right] & (4.12) \\ v_{\text{esc}} &= \sqrt{\frac{3.81 \cdot 10^5 \cdot M}{R} \cdot \frac{1 - 2.7 \cdot 10^{-5} \cdot \log L}{M}} \\ v_{\star} &= (0.58 + 2.04 \cdot \log R) \cdot v_{\text{esc}} \\ v_{\infty} &= v_{\star} \cdot 0.85 \cdot Z^{0.13} \end{aligned}$$

⁴relative Abweichung in Einheiten des Zehnerlogarithmus

Tabelle 4.1 listet neben den Kategorien, die jeweiligen Klassifikationskriterien und die Windgeschwindigkeiten, wie sie in meinem Modell zur Anwendung kommen.

Objektklasse	Selektionskriterien	v_∞ km/s
heißer Hauptreihenstern	$\log T_{\text{eff}} \geq 3.9$	Gl. 4.12
kühler Stern	$\log T_{\text{eff}} < 3.9$	30
LBV	$3.75 \leq \log T_{\text{eff}} \leq 4.4$ $\log \dot{M} \geq -3.5$	200
WR	$\log T_{\text{eff}} > 4.4$ $X^{\text{surf}} < 0.4$ $M_{\text{ZAMS}} \geq M_{\text{WR}}^{\text{min}}$	
WNL	$X^{\text{surf}} > 0.1$	1900
WNE	$X^{\text{surf}} \leq 0.1$ $X_{\text{C}}^{\text{surf}}/X_{\text{N}}^{\text{surf}} > 10$	1650
WC6-9	$X^{\text{surf}} \leq 0.1$ $X_{\text{C}}^{\text{surf}}/X_{\text{N}}^{\text{surf}} \leq 10$ $(X_{\text{C}}^{\text{surf}} + X_{\text{O}}^{\text{surf}})/Y^{\text{surf}} < 0.5$	1810
WC4-5	$X^{\text{surf}} \leq 0.1$ $X_{\text{C}}^{\text{surf}}/X_{\text{N}}^{\text{surf}} \leq 10$ $(X_{\text{C}}^{\text{surf}} + X_{\text{O}}^{\text{surf}})/Y^{\text{surf}} < 1$	2820
WO	$X^{\text{surf}} \leq 0.1$ $X_{\text{C}}^{\text{surf}}/X_{\text{N}}^{\text{surf}} \leq 10$ $(X_{\text{C}}^{\text{surf}} + X_{\text{O}}^{\text{surf}})/Y^{\text{surf}} \geq 1$	3000

Tabelle 4.1: Windgeschwindigkeitsmodell

Da bislang keine selbstkonsistente Beschreibung der Explosionsmechanismen von Kernkollaps-Supernovae erreicht werden konnte und beobachtete Explosionsenergie typischerweise von der Größenordnung 10^{51} erg sind, werden Supernovae in meinem Modell als instantaner Eintrag kinetischer Energie von 10^{51} erg modelliert.

Neben dem Energieeintrag ist auch der Eintrag von Materie durch Supernovae von Bedeutung. Dies gilt insbesondere für den Massebereich unterhalb von $20 M_\odot$, da diese Sterne bis zur Präsupernova-Phase einen vergleichsweise geringen Gesamtmasseverlust erleiden und so die meiste Masse explosiv freigesetzt wird. In meinem Modell wird die bei der Explosion freigesetzte Masse nach folgender Beziehung bestimmt:

$$M_{\text{Ejekta}}(M_{\text{ZAMS}}) = M_{\text{ZAMS}} - \left(\int_0^{\tau_\star} \dot{M}_w(t) dt + M_{\text{NS}} \right), \quad (4.13)$$

dabei ist M_{NS} die Masse des Neutronensterns, welche zu $1.4 M_\odot$ angenommen wird, und M_{ZAMS} die Anfangsmasse des Sterns zu Beginn der Hauptreihenphase.

So ergeben sich schließlich die folgenden Beziehungen für den gesamten freigesetzte Materie und kinetische Energie einer OB Assoziation, wobei Δ_{SN} die Supernovarate zu einem Zeitpunkt t ist:

$$M_{\text{total}}(t) = \int_{t_0}^t d\hat{t} \Sigma(\hat{t}) \int_{M_{\text{low}}}^{\min(M_{\text{up}}, M_{\text{max}}^*(\hat{t}))} dM \Phi(M) \int_{\hat{t}}^t d\hat{t} \dot{M}(\hat{t}, M) \quad (4.14)$$

$$+ \int_{t_0}^t d\hat{t} \Sigma(\hat{t}) \int_{\min(M_{\text{up}}, M_{\text{max}}^*(\hat{t}))}^{M_{\text{up}}} dM \Phi(M) M_{\text{Ejekta}}(M) \cdot \Delta_{\text{SN}}(\hat{t} - \tau_\star(M))$$

$$\begin{aligned}
E_{\text{kin}}(t) = & \int_{t_0}^t d\hat{t} \Sigma(\hat{t}) \int_{M_{\text{low}}}^{\min(M_{\text{up}}, M_{\text{max}}^*(\hat{t}))} dM \Phi(M) \int_{\hat{t}}^t d\hat{t}' 0.5 \cdot \dot{M}(\hat{t}', M) \cdot v_{\infty}^2(\hat{t}', M) \quad (4.15) \\
& + \int_{t_0}^t d\hat{t} \Sigma(\hat{t}) \int_{\min(M_{\text{up}}, M_{\text{max}}^*(\hat{t}))}^{M_{\text{up}}} dM \Phi(M) \epsilon_{\text{SN}} \cdot \Delta_{\text{SN}}(\hat{t} - \tau_{\star}(M))
\end{aligned}$$

Die zeitlichen Ableitungen der Gleichungen 4.14 und 4.15 liefern die Zeitprofile der Gesamtmasseverlustrate und der mechanische Luminosität einer Assoziation, wie sie in den Abbildungen 4.16 und 4.17 gezeigt sind.

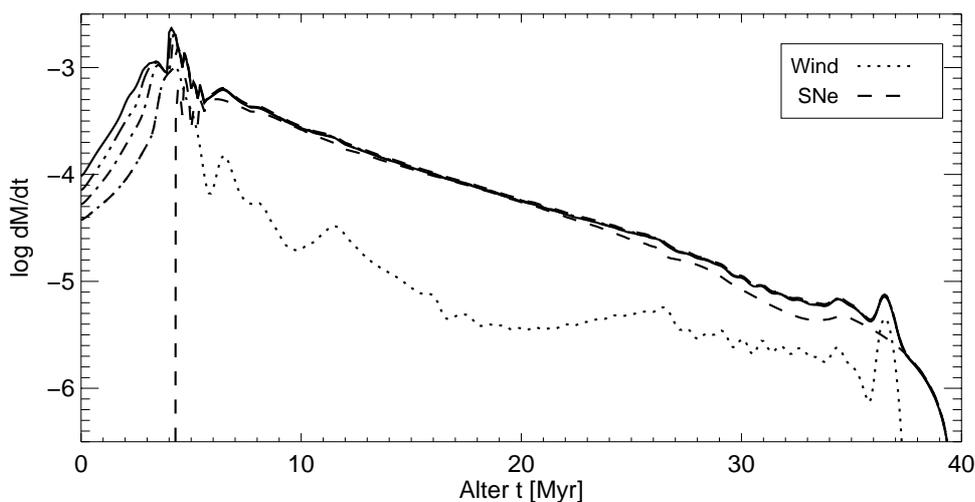


Abbildung 4.16: Zeitliche Entwicklung der Gesamtmasseverlustrate einer OB Assoziation für das Standardszenario.

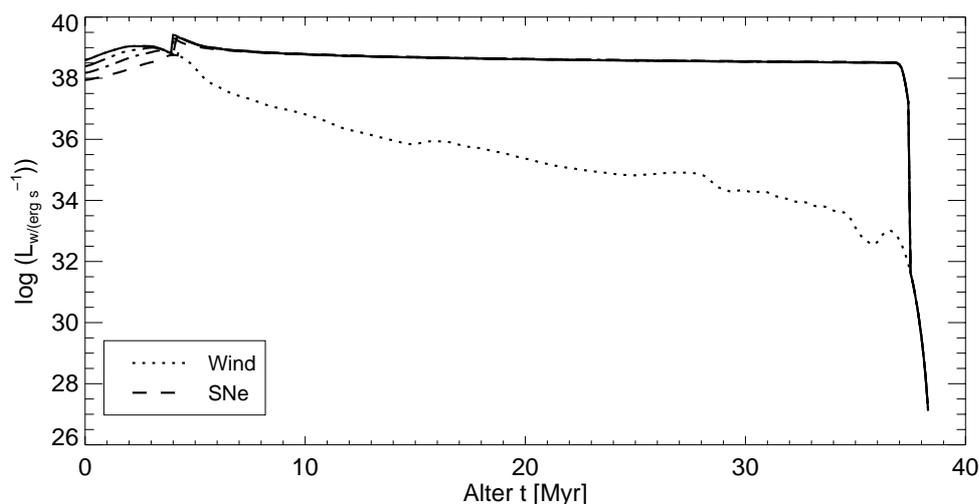


Abbildung 4.17: Zeitprofil der mechanischen Luminosität einer OB Assoziation für das Standardszenario.

Während die Sternwinde zur Ausbildung eines deutlichen Maximums in der Gesamtmasseverlustrate führen, ist das Maximum des Energieeintrags auf Supernovae zurückzuführen. In der

späteren Entwicklung der Gesamtmassenverlustrate sinkt der Anteil der Sternwinde auf etwa 10% der Supernova-Komponente. Die zeitliche Integration des Gesamtmassenverlustes, wie sie von Gleichung 4.14 beschrieben wird, zeigt jedoch, daß etwa 2/3 der gesamten freigesetzten Materie einer Assoziation auf Sternwinde zurückzuführen sind. Der Gesamteintrag kinetischer Energie hingegen ist durch Supernovae dominiert. Dies ist insbesondere im Zusammenhang der chemischen Zusammensetzung und Beschleunigung der sogenannten kosmischen Strahlung von Bedeutung (Parizot et al. 1997).

4.1.2.2 Der Einfluß von IMF und SFR

Flachere Anfangsmassenverteilungen lassen zum einen eine noch stärkere Ausbildung des frühen Maximums in der Gesamtmassenverlustrate erwarten. Zum anderen ist auch mit der Ausbildung eines klareren Maximums in der Energiefreisetzung zu rechnen. Steilere Anfangsmassenfunktionen hingegen sollten zu einem abnehmenden Anteil der Sternwinde sowohl an der Gesamtmassenverlustrate als auch an der Energiefreisetzung führen. Analog zu den bereits im Abschnitt über die Radionukleosynthese diskutierten Zeitprofilen zeigen die Abbildungen 4.18 bzw. 4.19 die Variation der Gesamtmassenverlustrate bzw. der mechanischen Luminosität in Abhängigkeit von der Anfangsmassenfunktion und Sternentstehungsrate.

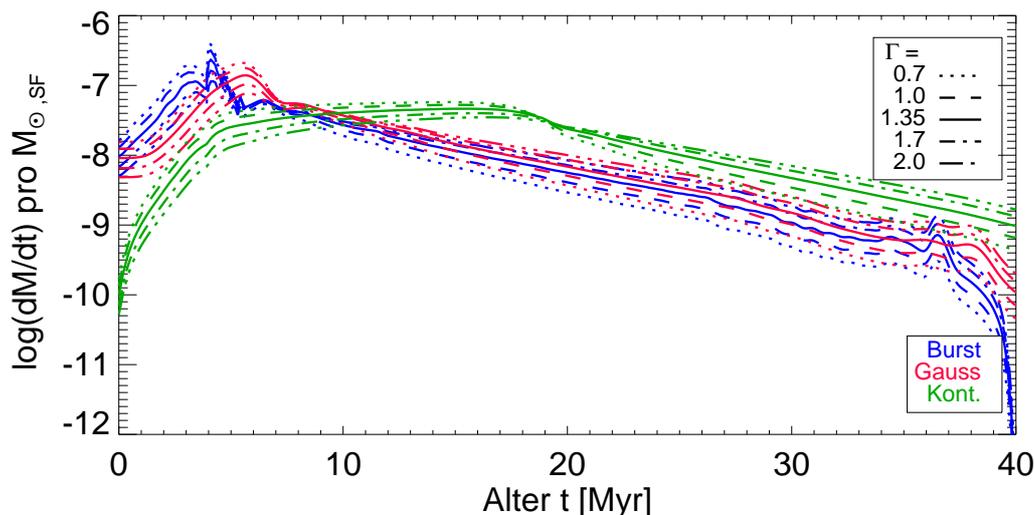


Abbildung 4.18: Zeitprofile für die Gesamtmassenverlustrate einer Assoziation für verschiedene Wahlen der Steigung der Anfangsmassenfunktion und Sternentstehungsrate.

4.1.2.3 Systematische und Statistische Unsicherheit

Systematische Unsicherheiten ergeben sich aus mehreren Quellen. Zum einen wurde schon in Abschnitt 4.1.2 erörtert, daß die den Genfer Sternmodellen zu Grunde liegenden Masseverlustraten systematisch größer gewählt sind als die Beobachtungen zulassen. Zum anderen führen sowohl auf theoretischer Seite Effekte wie stellare Rotation und Unsicherheiten der Windtheorie als auch auf Beobachtungsseite Phänomene wie zum Beispiel Fragmentierung und Variabilität von Sternwinden zu zusätzlichen Unsicherheiten. Da die Bestimmung von Massenverlustraten und Windgeschwindigkeiten grundsätzlich gekoppelt ist, wirken sich die aufgelisteten Unsicherheiten auf beide Windgrößen aus.

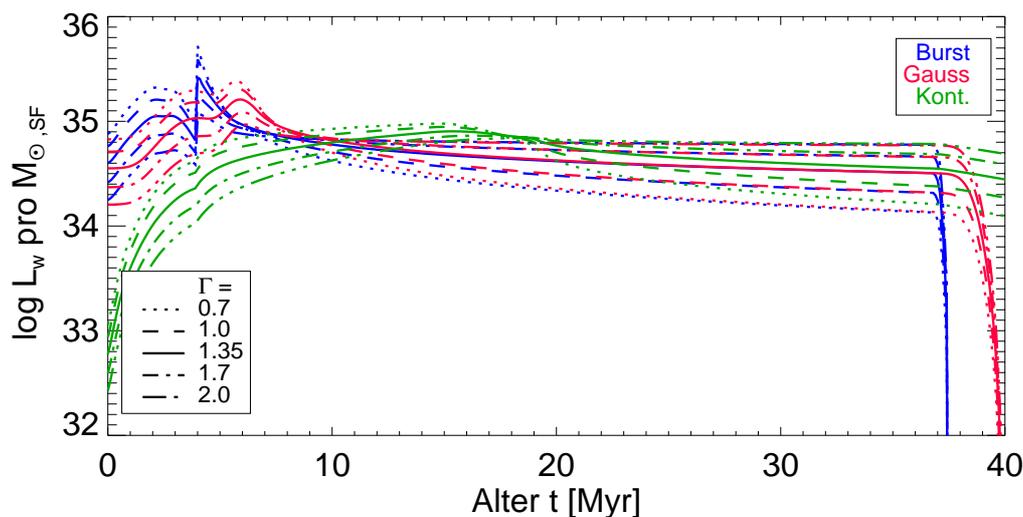


Abbildung 4.19: Zeitprofile für die mechanische Luminosität bei Wahl verschiedener Steigungen der Anfangsmassenfunktion und Sternentstehungsrate.

Als Beispiel für die Unsicherheiten der Windtheorie sei an dieser Stelle folgender Beobachtungsbefund angeführt, der u.a. von *Prinja und Crowther* (1998) kürzlich diskutiert wurde. Während die *radiation driven wind theory* eine starke Abhängigkeit der Massenverlustraten von der Metallizität erwarten läßt - niedriger Metallizität führt zu kleineren Opazitäten der Sternatmosphären und damit zu niedrigeren Massenverlustraten -, zeigen Beobachtungen des Windimpulses von Sternen der kleinen Magellanschen Wolken (Metallizität ca. $1/4 Z_{\odot}$) eine deutlich schwächere Korrelation von Windimpuls und Metallizität.

Abbildung 4.20 zeigt das von mir verwendete Windmodell im Vergleich zu beobachteten Windgrößen von O-Sternen sowie Wolf-Rayet Sternen. Während es sich bei den eingezeichneten Massenverlustraten und Windgeschwindigkeiten von Wolf-Rayet Sternen um direkt, konsistent bestimmte Werte handelt (*Prinja et al.* 1990), liegt den O-Stern Werten die Spektralkalibration nach *Humphreys und McElroy* (1984) zu Grunde. Diese Kalibration ermöglicht die Zuordnung von Massenverlustraten nach *de Jager et al.* (1988) zu den Windgeschwindigkeiten aus *Horwarth und Prinja* (1989), *Prinja et al.* (1990).

Neben den systematischen Unsicherheiten, die sich aus der empirischen und theoretischen Situation ergeben, muß sich das Sampling der Anfangsmassenverteilung im Falle finiter Populationsstärken stark auf den Gesamtmasseverlust und die mechanische Luminosität einer Assoziation auswirken. Unsere Monte Carlo Simulation erlauben eine Abschätzung dieser Effekte. Wie Abbildung 4.21 für den Fall einer Assoziation aus 100 Sternen zeigt, ist für die mechanische Luminosität einer Assoziation das Sampling des oberen Massebereichs von deutlich kleinerer Bedeutung als im Falle der ^{26}Al -Emission. Hingegen bewirkt die begrenzte Populationsgröße eine große Fluktuation im Supernovaanteil des Zeitprofils, was auf die stark zunehmende Lebensdauer leichterer Sterne zurückzuführen ist. Durch diesen Effekt wächst die Zeitspanne zwischen zwei aufeinanderfolgenden Supernovae an.

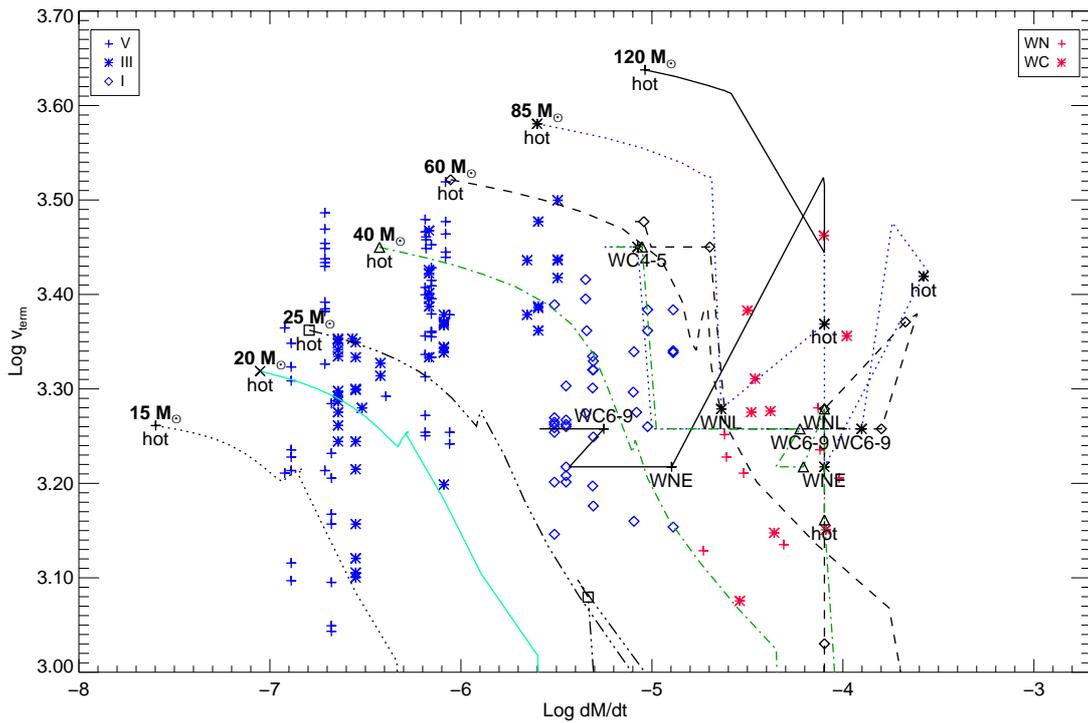


Abbildung 4.20: Vergleich des Windmodells mit gemessenen Windparametern für O- und WR-Sterne. Die eingezeichneten Kurven im Massenverlust-Geschwindigkeits-Diagramm ergeben sich aus Anwendung des Windmodells auf die Sternentwicklungsmodelle nach Meynet et al. (1994). Die jeweilige Anfangsmasse ist am Beginn der zugehörigen Entwicklungskurve angegeben.

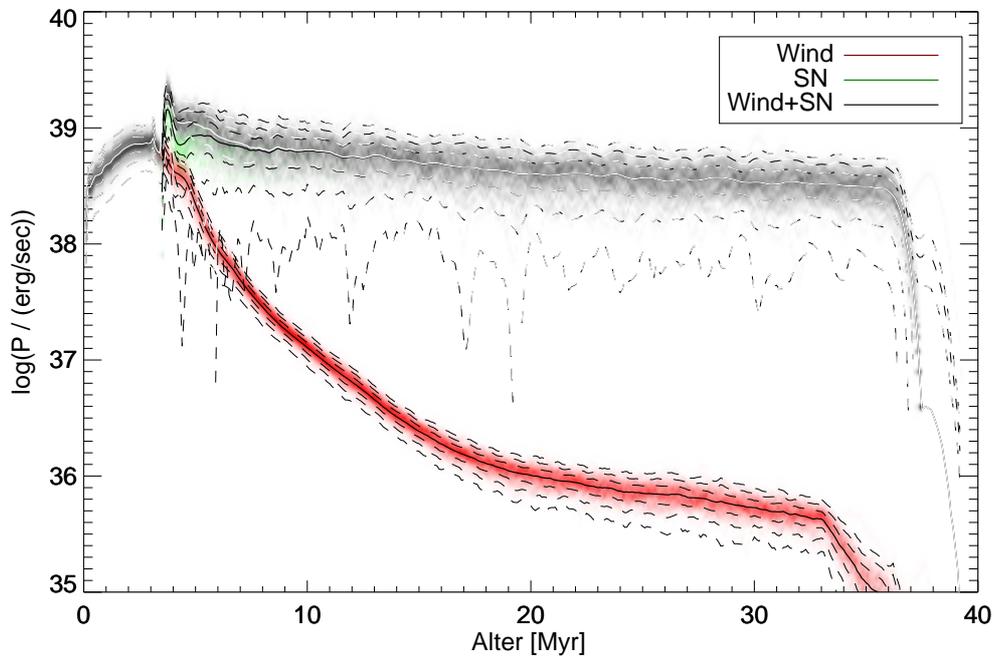


Abbildung 4.21: Mechanische Luminosität von Assoziation aus 100 Sternen mit Monte Carlo Sampling der Anfangsmassenfunktion.

4.1.3 Photoionisierende Strahlung heißer Sterne

4.1.3.1 Beschreibung der EUV-Emission

O- und frühe B-Sterne emittieren auf Grund ihrer hohen Effektivtemperaturen einen großen Teil ihrer elektromagnetischen Strahlung im UV-Spektralbereich. Besonders Strahlung mit Wellenlängen unterhalb von 91.2 nm^5 (entspricht $13.6 \text{ eV} \rightarrow$ Ionisationspotential von Wasserstoff) ist in diesem Zusammenhang von großem Interesse. Da Wasserstoff das mit Abstand häufigste Element in Sternen und dem interstellaren Medium ist, führt die hinreichende Emission von Strahlung in diesem Wellenlängenbereich zur Bildung von (vollständig) ionisierten Gebieten um die Strahlungsquelle. Diese Gebiete nennt man HII-Regionen und sind kennzeichnend für die Anwesenheit heißer, junger Sterne. Während die Emission kinetischer Energie sowohl durch Sterne wie durch Supernovae erfolgt, ist die photoionisierende EUV-Strahlung nur von den sehr heißen Sternen zu erwarten. Da photoionisierende Strahlung mit heißeren und damit schwereren Sternen verknüpft, ist die Zeitspanne, über die EUV-Strahlung in einem Starburst-Umfeld effektiv emittiert wird, kürzer als die Dauer effektiver Emission kinetischer Energie, welche im Grunde durch die Lebensdauer des leichtesten Sterns gekennzeichnet ist, der eine Supernova-Explosion erleidet.

Im Prinzip ermöglicht die Annahme, daß Sterne thermisch strahlende Schwarzkörper seien, eine einfache, intuitive Quantifizierung der EUV-Emission heißer Sterne. Dazu muß lediglich abhängig von der Effektivtemperatur, welche sich aus den Sternmodellen (z.B. *Meynet et al.* (1994)) ergibt, über das Planck-Spektrum beginnend bei 13.6 eV bzw. 91.2 nm integriert werden. Es zeigt sich jedoch, daß die ausgedehnte Sternatmosphäre und der damit verbundene Strahlungstransport durch dieses chemisch komplexe Medium, die Annahme einer Schwarzkörperstrahlung als unzureichend erscheinen läßt. Nur bei sehr hohen Effektivtemperaturen von über 50000 K nähert sich das Sternspektrum dem Schwarzkörperspektrum an. Es zeigt sich also, daß eine detailliertere Behandlung des Strahlungstransports⁶ notwendig ist. *Vacca et al.* (1996) haben basierend auf detaillierten Atmosphärenmodellen einen Katalog von EUV-Photonenemissionsraten [in phot. pro s] für O-Sterne in drei Leuchtkraftklassen (V, III und I) erarbeitet. Dazu wurde analog zum Ansatz des Schwarzkörperspektrums über die synthetischen Sternspektren integriert. Es zeigt sich, daß dieser Katalog sich mit Hilfe von Gleichung 4.16 hinreichend gut fitten läßt.

$$Q_0(M_{\text{ZAMS}}) = \log \left(a_1 + \frac{a_2}{M_{\text{ZAMS}}} \right) \cdot 10^{49} \text{ s}^{-1} \quad (4.16)$$

Hierbei bedeutet Q_0 der Fluß an Photonen mit Energien über 13.6 eV . Für den Fluß heliumionisierender Photonen Q_1 (erste Ionisation) und Q_2 (zweite Ionisation) lassen sich mit Gleichung 4.16 ebenfalls gute Ergebnisse erzielen. Nach dem Vorbild der Quellbeziehungen in den beiden vorangegangenen Unterabschnitt erhält man so für eine OB Assoziation:

$$Q_{\text{total}}(t) = \int_{t_0}^t d\hat{t} \Sigma(\hat{t}) \int_{M_{\text{low}}}^{\min(M_{\text{up}}, M_{\text{max}}^*(\hat{t}))} dM \Phi(M) [Q_0(M) + Q_1(M) + Q_2(M)] \quad (4.17)$$

Löst man Gleichung 4.17 für das Standardszenario, so erhält man das in Abbildung 4.22 gezeigte Zeitverhalten für die Emission photoionisierender EUV-Strahlung. Da ausschließlich die heißen O-Sterne als Quellen dieser Strahlung in Frage kommen, ist mit meinem Modellansatz eine

⁵Man spricht hier von Extrem Ultra-Violetter (EUV) Strahlung.

⁶Auf die theoretischen Grundlagen und die vielen Verfeinerungen des Strahlungstransportproblems durch Plasmen kann an dieser Stelle nicht eingegangen werden.

zeitlich konstante Emission an EUV-Photonen zu erwarten, welche mit dem Einsetzen der ersten Supernovaexplosionen sinkt. Die direkte Verknüpfung von Anfangsmasse und EUV-Emission durch die verwendete Fitfunktion erklärt auch die Zunahme des Photonенflusses bei höheren oberen Grenzmassen. Die Abnahme während der Supernova-Phase folgt gemäß meinem Modell dem Produkt der Potenzgesetze für Anfangsmassenfunktion und Lebensdauer. Bei höheren oberen Grenzmassen setzt die Abnahme daher auch früher ein.

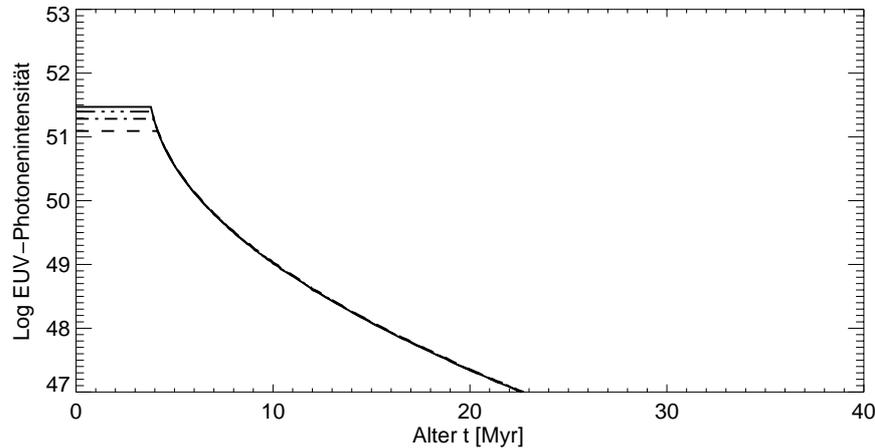


Abbildung 4.22: Zeitprofil der Emission photoionisierender Strahlung einer OB Assoziation für das Standardszenario.

4.1.3.2 Der Effekt der IMF und SFR

Da bei flacheren Anfangsmassenfunktionen der relative Anteil schwererer Sterne steigt, sollte die EUV-Emission relativ stark ansteigen. Bei steileren Anfangsmassenverteilung hingegen ist hingegen eine ebenso starke Reduktion der EUV-Emission zu erwarten. Wie bei den anderen primären Observablen auch führt eine zeitlich ausgedehntere Sternentstehungsaktivität zu einem Verwischen der zeitlichen Strukturen der Emissionsprofile. Im Vergleich zwischen mechanischer Luminosität und EUV-Emission kommt hinzu, daß der relativ große Unterschied in der zeitlichen Ausdehnung mit länger andauernden Sternentstehungshistorien zunehmend verschwimmt. Abbildung 4.23 zeigt die Abhängigkeit des Photonенflusses von den Sternentstehungsparametern.

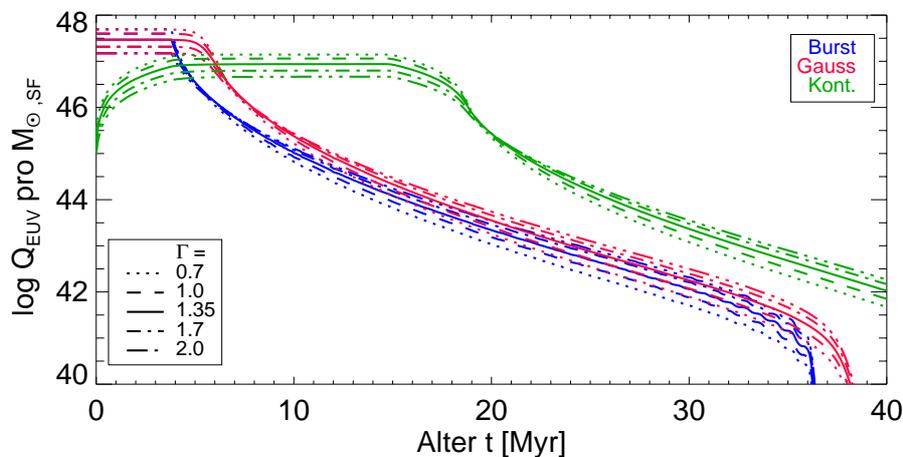


Abbildung 4.23: Zeitprofile für den EUV-Photonenfluß für verschiedene Wahlen der Steigung der Anfangsmassenfunktion und Sternentstehungsrate.

4.1.3.3 Systematische und statistische Unsicherheiten

Neben den Unsicherheiten der Modellierung der Sternentwicklung und des Strahlungstransports durch Sternatmosphären (z.B. lokales thermodynamisches Gleichgewicht in der Sternatmosphäre?) unterliegt meine Beschreibung der EUV-Emission einem weiteren Unsicherheitsfaktor. Durch die Verwendung einer einfachen Relation zwischen EUV-Emission und Anfangsmasse eines Sterns wird den Veränderungen im Zuge der Sternentwicklung nicht Rechnung getragen, d.h. alle Sterne werden in diesem Modell als Hauptreihensterne mit ihrer jeweiligen Anfangsmasse behandelt. Für Sterne mit geringerer Anfangsmasse ($M_{ZAMS} \leq 30 M_{\odot}$) ist diese Näherung durch die geringeren Effekte des Sternwindes mit geringeren Fehlern behaftet als für schwerere Sterne. Außerdem ist der Anteil entwickelter Phasen an der Gesamtlebensdauer bei schwereren Sternen größer als bei leichteren Sternen. Schließlich führen die dichteren Sternwinde schwererer Sterne zu einer weiteren Prozessierung der emittierten Strahlung. Es ist also zu erwarten, daß die von meinem Modell vorhergesagte EUV-Emission einer OB Assoziation tendenziell zu hoch ist. Ein Vergleich mit einem detaillierteren, auf der Interpolation von Sternatmosphärenrechnungen beruhenden Modell, ergibt eine Überschätzung der EUV-Emission durch mein Modell um einen Faktor 2-3.

Abbildung 4.24 zeigt eine zu Abbildung 4.22 analoge Darstellung einer Monte Carlo Simulation der EUV-Emission einer finiten Population einer OB Assoziation. Anhand des Streuungsbandes läßt sich die statistische Unsicherheit abschätzen.

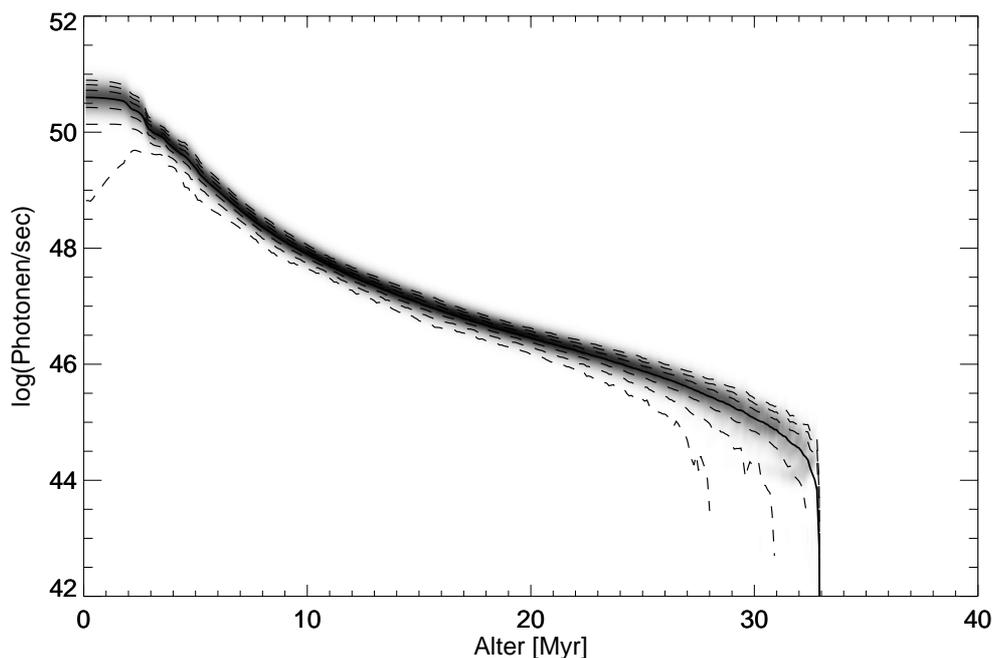


Abbildung 4.24: Zeitliche Entwicklung des EUV-Photonenflusses für statistisch äquivalente Assoziation von 100 Sternen mit Monte Carlo Sampling der Anfangsmassenfunktion.

4.1.4 Das Anzahlverhältnis von Wolf-Rayet und O-Sternen

Vielfach wird die Methode der Populationssynthese auch in Form der sog. *population number synthesis* (PNS) angewandt. Dabei wird versucht, anhand parametrisierter, detaillierter Sternentwicklungsmodelle die beobachteten Anzahlhäufigkeiten von Sterntypen wie z.B. Röntgen-Binärsystemen und anderen leicht beobachtbaren Veränderlichen für Modellpopulationen nach-

zuempfinden und so u.a. Rückschlüsse auf die Sternentstehungsmechanismen zu gewinnen. Für den Bereich der massereichen Sterne ist insbesondere das Anzahlverhältnis von Wolf-Rayet und O Sternen von Interesse. Da mein Modell einerseits auf den Massenbereich über $8M_{\odot}$ beschränkt ist und andererseits die Spektraleentwicklung der Sterne nicht im Detail berücksichtigt wird, kann jedoch nur sehr grob zwischen Hauptreihen- und Nachhauptreihensternen unterschieden werden. Die Einführung einer Mindestmasse für die Ausbildung einer Wolf-Rayet Phase erlaubt so dieses Verhältnis abzuschätzen. Eine Untergliederung nach Wolf-Rayet Untertypen ist jedoch in der jetzigen Fassung nicht möglich. Für solare Metallizität liegt die Grenzmasse, ab welcher ein massereicher Stern eine Wolf-Rayet Phase ausbilden kann, bei ca. $30M_{\odot}$. Die Abbildung 4.25 zeigt die zeitliche Entwicklung dieses Verhältnisses für das Standardszenario.

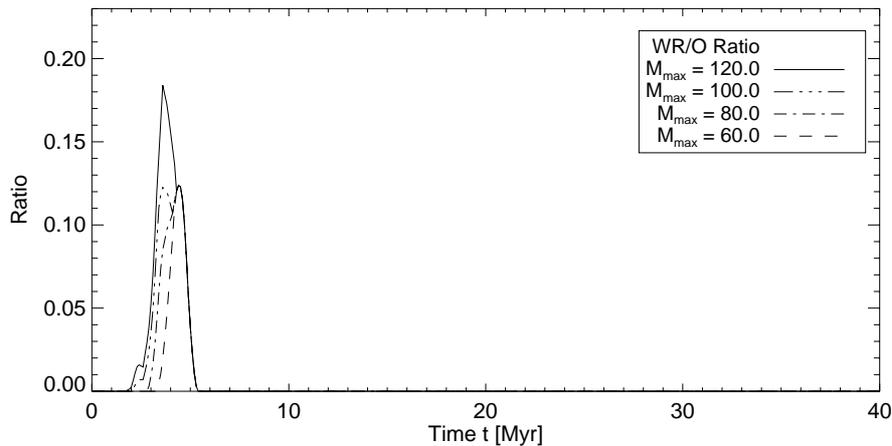


Abbildung 4.25: Das *WR* zu *O* Verhältnis im Falle einer Standardassoziation.

Das Verhältnis zeigt im Falle eines Starbursts eine deutlich ausgeprägte Peak-Struktur, die sich mit steigender Massengrenze verbreitert und ihr stärker ausgeprägtes Maximum zu früheren Zeiten erreicht. Dieser Trend läßt sich einfach aus der Anfangsmassenabhängigkeit der Sternwinde erklären, wodurch ein schwerer Stern früher in die WR-Phase eintritt und eine relativ zur Lebensdauer längere WR-Phase erlebt. Aus diesen Argumenten heraus ergibt sich aber auch sofort das Manko dieser Beobachtungsgröße. Durch die direkte Abhängigkeit vom Windmodell der Sternentwicklungsmodelle werden für andere Windmodelle u.U. deutlich andere Werte für das Anzahlverhältnis erzielt. Zu dieser Unsicherheit tritt ferner die Vernachlässigung des zweiten Entwicklungskanals für Wolf-Rayet Sterne. Die in meinem Modell berücksichtigten Wolf-Rayet Sterne, sind reine Population I Wolf-Rayet Sterne, die durch den massiven Sternwind des Vorgängersterns entstanden sind. Wie aber bereits in Kapitel 3 diskutiert, können Wolf-Rayet Sterne aber auch auf Grund von Materietransfer-Phänomenen in engen Binärsystemen entstehen. Dadurch können Sterne mit Anfangsmassen, welche deutlich kleiner sind als die Grenzmassen für einen Einzelstern, Wolf-Rayet Phänomene zeigen, was zu einer Modifikation der zeitlichen Struktur und des Maximums nach sich führt. Dieser Kanal wird in meinem Modell vollständig vernachlässigt. Insbesondere in Umgebungen niedrigerer Metallizität, in welchen die Grenzmasse für isolierte Wolf-Rayet Sterne besonders hoch liegen sollte, muß sich diese Vernachlässigung deutlich machen. In Galaxien wie z.B. der kleinen Magellanschen Wolke werden nahezu 100% der beobachteten Wolf-Rayet Sterne auf den Binärkanal zurückgeführt (*Vanbeveren et al.* 1998).

Abbildung 4.26 untersucht die Abhängigkeit des Wolf-Rayet zu O-Stern Verhältnisses von der Anfangsmassenfunktion und dem zeitlichen Verlauf der Sternentstehungsrate für den Einzelsternkanal. Der Übergang von einer instantanen zu einer zeitlichen ausgedehnten Sternentstehung führt für alle Anfangsmassenverteilungen zu einer steigenden zeitlichen Ausdehnung des

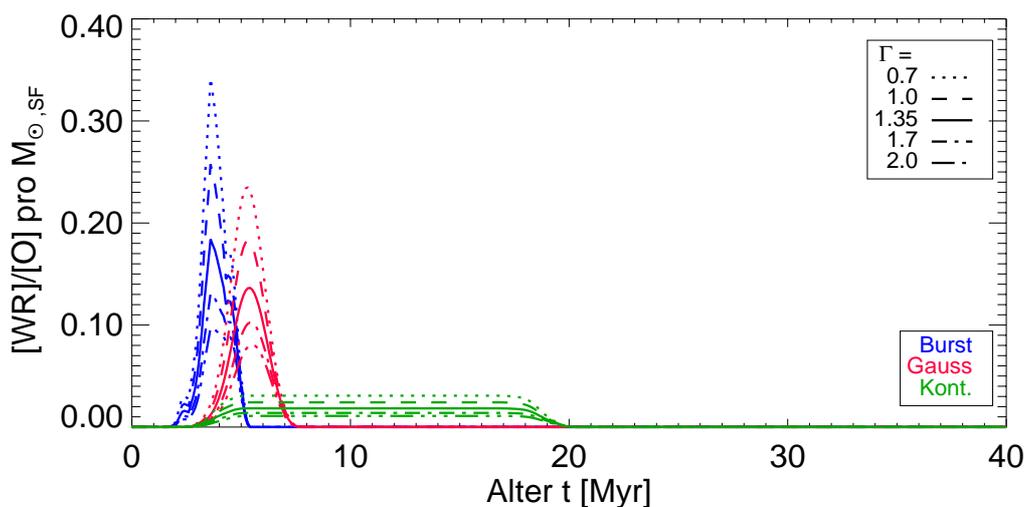


Abbildung 4.26: Die Abhängigkeit des WR zu O Verhältnisses von Anfangsmassenverteilung und Sternentstehungsrate.

Verhältnisses und zu einer gleichzeitigen Abnahme des Maximums. Die Variationen durch flachere Anfangsmassenfunktionen lassen sich auf den steigenden, relativen Anteil schwerer Sterne zurückführen.

4.1.5 Korrelationen verschiedener Primärobservablen

In den vorangegangenen Unterabschnitten wurden zeitlichen Entwicklungen der in meinem Modell einbezogenen primären Observablen massiver Sterne im Rahmen von OB Assoziationen und jungen Clustern schrittweise untersucht. Einen gesonderten Zugang zur Untersuchung des durch reale OB Assoziationen abgedeckten Parameterraums erlaubt die Untersuchung der Evolution paarweiser Korrelationen der diversen Observablen. Können für reale OB Assoziationen die primären Observablen mit relativ kleinen Fehlern konsistent bestimmt werden, so ermöglicht eine Eintragung der deduzierten und auf die totale Masse der jeweiligen Quellpopulation normierten Meßwerte in die jeweiligen 2-dimensionalen Korrelationsdiagramme eine Untersuchung der Unsicherheiten einzelner Detailspekte wie z.B. die Freisetzung von interstellarem ^{26}Al durch OB Assoziationen. Unter Umständen läßt sich so zum Beispiel die Frage nach der dominanten ^{26}Al -Quelle beantworten. Daher werden im folgenden die Entwicklung der paarweisen Korrelation für Standardassoziationen beispielhaft untersucht.

4.1.5.1 Mechanische Luminosität und Radioaktivität einer OB Assoziation

Abbildung 4.27 zeigt die zeitliche Entwicklung des Verhältnisses von mechanischer Luminosität und γ -Aktivität für die dominanten Zerfallslinien. In der frühen Phase zeigt sich eine positive Korrelation, d.h. zunehmende mechanische Luminosität ist mit steigender Radioaktivität verknüpft. Während der folgenden Entwicklungsphase, d.h. beim Übergang von der Winddominierten zur Supernova-dominierten Phase, stagniert die Entwicklung der Radioaktivität bei steigender mechanischer Luminosität. Diese Stagnation mündet in eine Abnahme der beobachtbaren Aktivität. Erst in der sehr späten Phase zeigt sich ein im Vergleich zur Radioaktivität überstarker Rückgang der mechanischen Luminosität; bei nahezu konstanter Radioaktivität nimmt die mechanische Luminosität stark ab. Die Variation der oberen Massengrenzen hat qualitativ wenig Auswirkung auf das Gesamtverhalten, steuert aber die maximale Auslenkung.

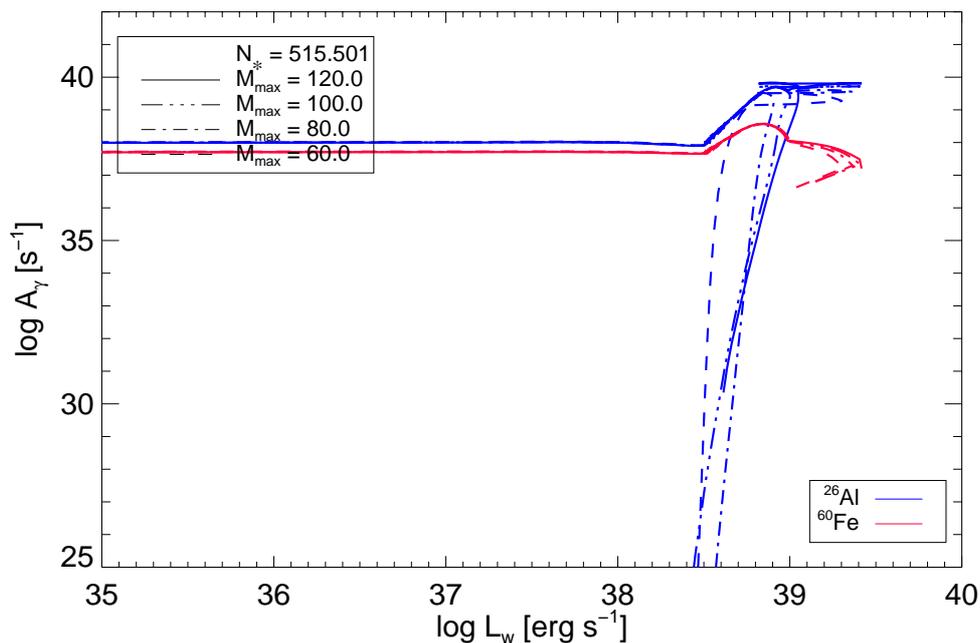


Abbildung 4.27: Entwicklung der Relation zwischen mechanischer Luminosität und γ -Aktivität für eine Standard-Assoziation.

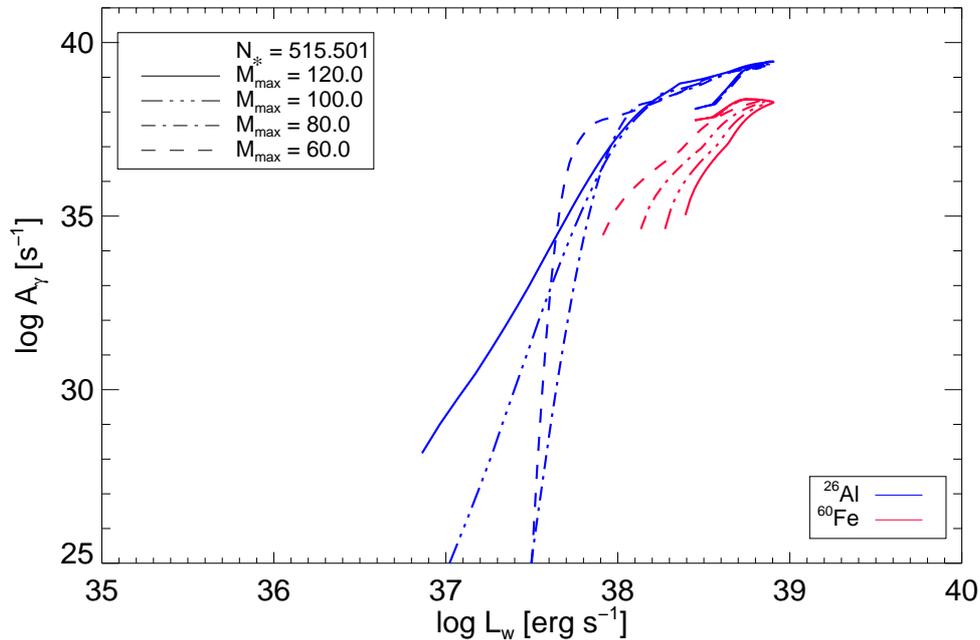


Abbildung 4.28: Entwicklung der Relation von mechanischer Luminosität und γ -Aktivität für eine Standard-Assoziation mit kontinuierlicher Sternentstehung.

In der späten, Supernova-dominierten Phase konvergieren die Kurven zu einer gemeinsamen Kurve. Da ^{60}Fe nahezu ausschließlich in Supernovae produziert wird, zeigen sich den analogen Kurven nur die durch Supernovae erzeugten Strukturen. Beiden Relationen gemeinsam ist die

Konvergenz zu einer gemeinsamen Kurve bei Variation der oberen Grenzmasse.

Abbildung 4.28 zeigt die zu Abbildung 4.27 analoge Darstellung für den Fall einer über 15 Myr hinweg kontinuierlichen Sternentstehung mit ansonsten identischen Parametern. Durch den Übergang von instantaner zu kontinuierlicher Sternentstehung verändert sich die Entwicklung der Relationen grundlegend. Während im instantanen Szenario die mechanische Luminosität in der späten Phase bei nahezu konstanter Radioaktivität stark abnimmt, zeigt sich hier ein anderes Verhalten. Bei konstanter Sternentstehung nimmt die Radioaktivität grundsätzlich gleich stark oder stärker ab als die mechanische Luminosität.

4.1.5.2 Der photoionisierende Fluß und Radioaktivität einer OB Assoziation

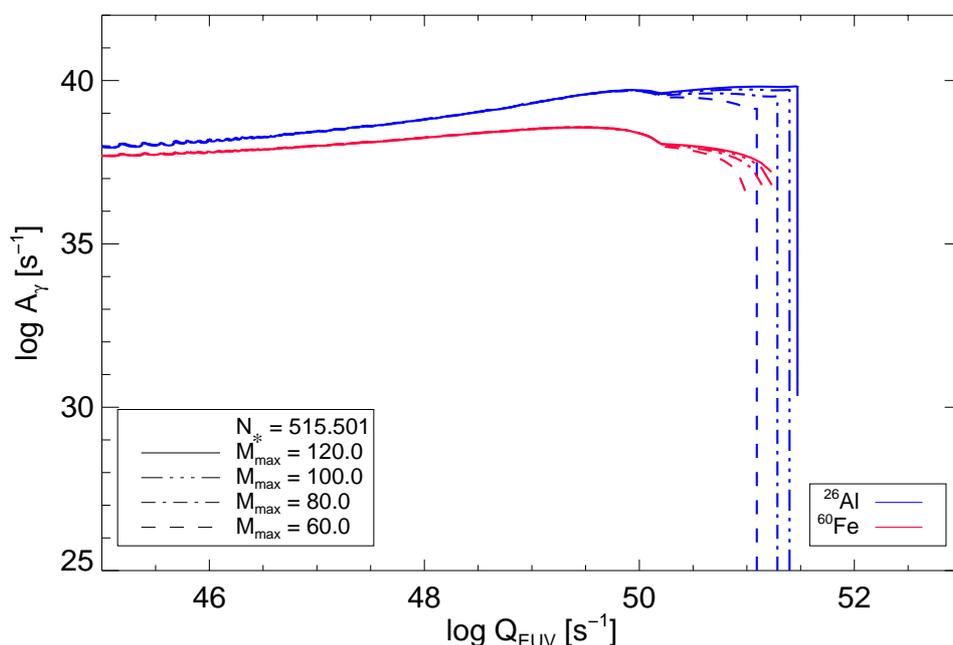


Abbildung 4.29: Entwicklung der Relation von photoionisierendem EUV-Photonenfluß und γ -Aktivität einer Standard-Assoziation.

In ganz analoger Weise lassen sich die zeitliche Entwicklungen des photoionisierenden Flußes und der Radioaktivität für die Standard-Assoziation bzw. den Fall der kontinuierlichen Sternentstehung miteinander korrelieren (Abbildung 4.29 und 4.30). Da die photoionisierende Strahlung ausschließlich von den sehr heißen O-Sternen ausgeht und Supernovae damit keinen direkten Einfluß auf die eine Größe der dargestellten Relation haben, sind die Verläufe der Kurven für ^{26}Al und ^{60}Fe ähnlicher als im Falle der vorangegangenen Unterabschnitt diskutierten Relation. Während die Maximalauslenkungen und die konvergenten Endverläufe in beiden Fällen nahezu gleich sind, zeigen sich in der Frühphase Unterschiede. Diese Differenzen in den Kurvenverläufen sind auf die unterschiedlichen Synthesekanäle für interstellares ^{26}Al und ^{60}Fe zurückzuführen. Im Falle eines Starbursts steigt die ^{26}Al -Aktivität bei quasi-konstantem EUV-Photonenfluß (siehe Diskussion der systematischen Fehler in Abschnitt 4.1.3.3), wohingegen ^{60}Fe erst mit einsetzender Supernovaaktivität und damit rückläufigem Photonenfluß (die schwersten und heißesten Sterne explodieren zu erst) freigesetzt wird. Da sich im Falle der kontinuierlichen Sternentstehung die einsetzende Supernovaaktivität und die Sternentstehung zeitlich überlappen, steigt die ^{60}Fe -Aktivität bei quasi-konstantem EUV-Photonenfluß an, und die ^{26}Al -Aktivität zeigt ein dynamischeres Verhalten, welches zu dem steigender oberer Grenzmasse zunimmt. Auf Grund der

bei gleichem Alter niedrigeren Sterndichte des kontinuierlichen Szenarios sind die Maximalauslenkungen in diesem Falle etwas niedriger.

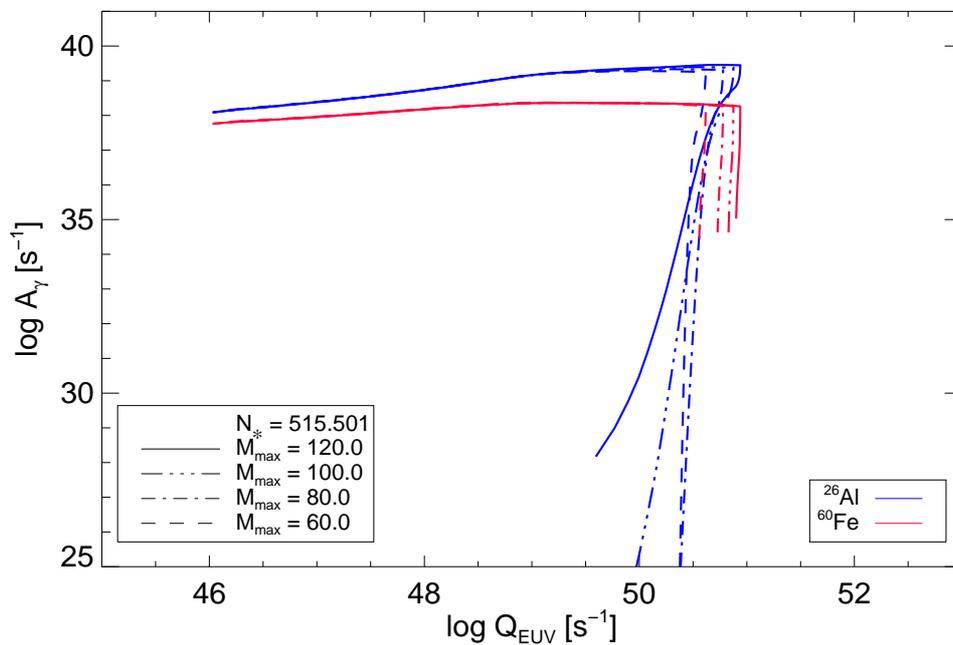


Abbildung 4.30: Entwicklung der Relation von photoionisierendem EUV-Photonenfluß und γ -Aktivität einer Standard-Assoziation mit kontinuierlicher Sternentstehung.

4.1.5.3 Der ionisierende Photonenfluß und die mechanische Luminosität

Abschließend sollen nun noch entsprechenden Korrelationen von photoionisierendem Strahlungsfluß und kinetischer Energie untersucht werden. Die Abbildungen 4.31 und 4.32 zeigen die entsprechenden Verläufe für instantane bzw. kontinuierliche Sternentstehung.

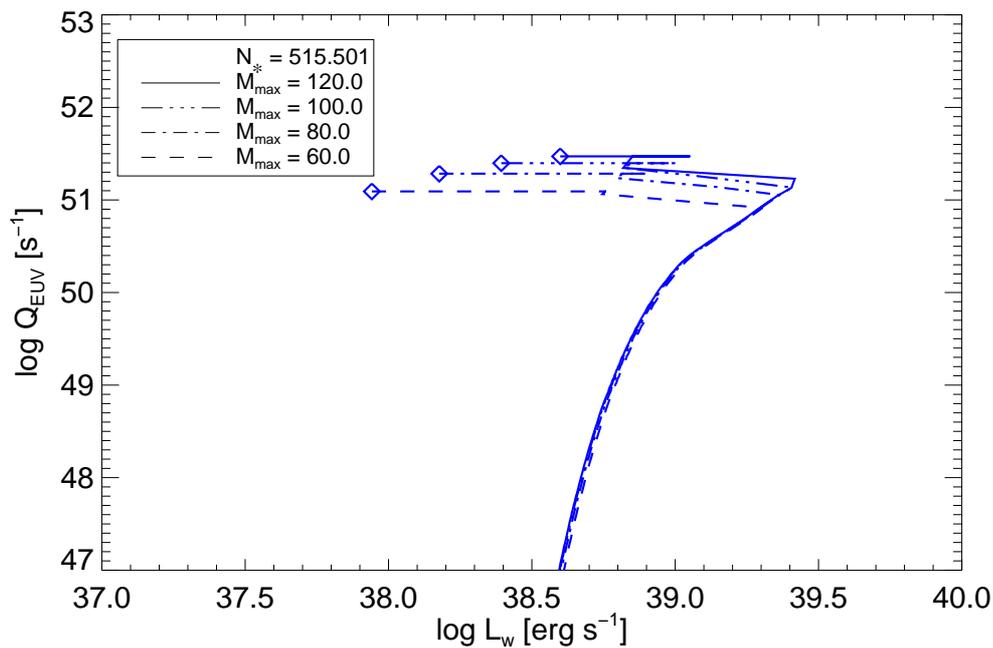


Abbildung 4.31: Entwicklung der Relation von photoionisierendem EUV-Photonenfluß und Emission von kinetischer Energie einer Standard-Assoziation.

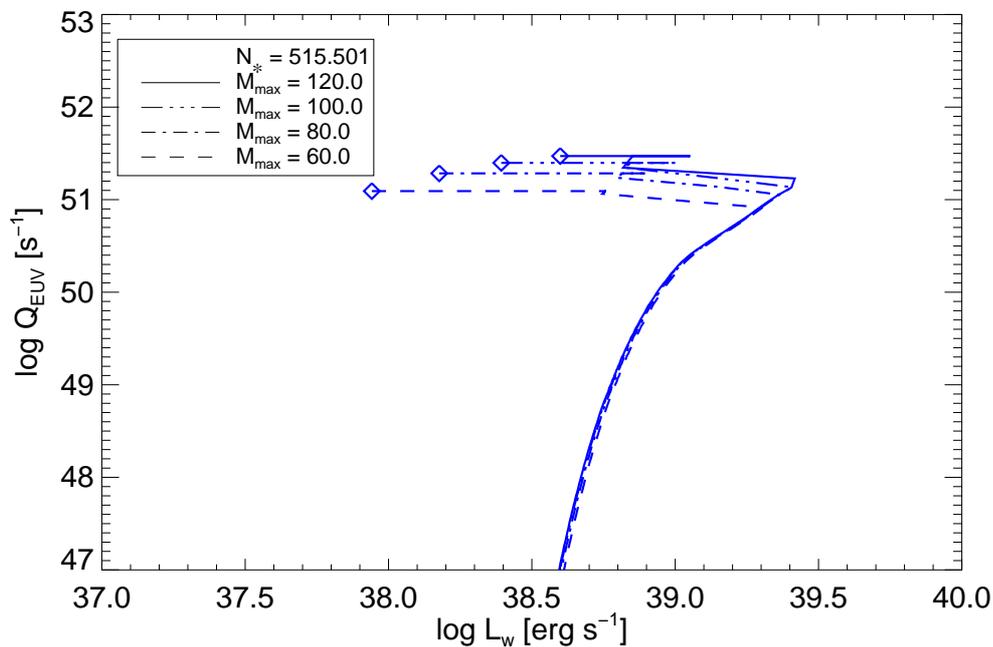


Abbildung 4.32: Entwicklung der Relation von photoionisierendem EUV-Photonenfluß und mechanischer Luminosität einer Standard-Assoziation mit kontinuierlicher Sternentstehung.

Auf Grund der quasi-instantan mit der Entstehung eines massiven Sterns einsetzenden Emission der EUV-Strahlung beginnt die Entwicklung der Verhältnisse grundsätzlich bei hohen EUV-Leuchtkräften und relativ niedrigen mechanischen Luminosität. Mit fortschreitender Entwicklung der Sterne nimmt jedoch die Emission photoionisierender Photonen schon auf Grund der steigenden optischen Dichte der Sternatmosphäre stark ab, während die Windemission erst jetzt ihrem Maximum entgegenstrebt. Mit einsetzender Supernovaaktivität nimmt die Emission von

EUV-Strahlung drastisch ab, so daß bei fast konstanter mechanischer Luminosität ein Rückgang des EUV-Photonenflusses um mehrere Größenordnungen zu verzeichnen ist. Der Übergang zu einer kontinuierlichen Sternentstehung führt zu einem insgesamt weicherem Kurvenverlauf mit anfänglich steigendem EUV-Anteil.

4.1.5.4 Der O7V-Äquivalentertrag für ^{26}Al

Aus der konsistenten Modellierung verschiedener primärer Observablen lassen sich darüberhinaus weitere Möglichkeiten zur Analyse einzelner OB Assoziationen ableiten. Als besonders geeignet erscheint dabei das normierte Verhältnis von interstellare ^{26}Al -Masse und EUV-Photonenfluß. Wird dieses Verhältnis geeignet normiert, z.B. auf den mittleren EUV-Photonenfluß eines O7V Sterns (*Knödlseider 1997*), so zeigt das resultierende Zeitprofil einen charakteristischen Verlauf, der zu dem über einen kurzen Zeitraum über mehrere Größenordnungen variiert. Daher eignet sich dieser sogenannte O7V-Äquivalentertrag sehr gut als Altersindikator für die beobachtete Sternpopulation. Da sowohl der γ -Strahlungsfluß als auch der auf die Photoionisation und damit den EUV-Photonenfluß zurückzuführende Strahlungsfluß thermischer Bremsstrahlung in gleicher Weise mit der Entfernung variieren, ist dieser Indikator quasi entfernungsunabhängig. Abbildung 4.33 zeigt den Zeitverlauf des O7V-Äquivalentertrages für eine Standardassoziation zusammen mit Anwendungsbereichen anderer Altersindikatoren für junge Sternentstehungsgebiete.

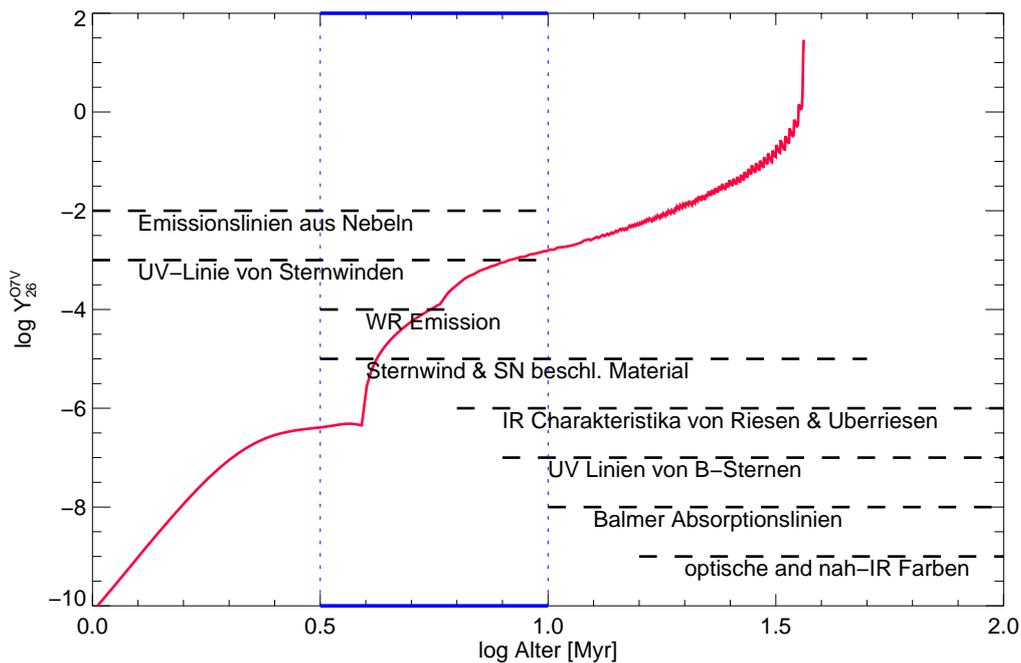


Abbildung 4.33: Der Zeitverhalten des O7V-Äquivalentertrags für ^{26}Al und Altersindikatoren für junge Sternpopulationen.

4.1.6 Vergleich der Vorhersagen mit STARBURST99/99+

STARBURST99 (*Leitherer et al. 1999*) ist ein über das WWW verfügbares Populationssynthesemodell mit der Zielsetzung der Modellierung integraler Emissionseigenschaften von sogenannten Starburst-Galaxien. Das Programm basiert auf einem konsequenten Interpolationsansatz, d.h. alle relevanten Größen werden durch angepaßte Interpolationen aus tabellierten

Ergebnissen detaillierter Modellrechnungen (z.B. für Sternentwicklung oder Sternatmosphären) gewonnen. Dieses Modell wurde von mir um den Aspekt der Nukleosynthese des radioaktiven Isotops ^{26}Al erweitert⁷. Da STARBURST99/99+ auf die Modellierung ganzer Galaxien abzielt, wird ähnlich wie in TIMEPROF von kontinuierlich besetzten Massenverteilungen ausgegangen. Da STARBURST99/99+ im Gegensatz zu TIMEPROF auf 2-dimensionalen Interpolationen in der Massen- und Zeitkoordinate beruht, erscheint ein Vergleich der Vorhersagen von STARBURST99/99+ mit den Ergebnissen des TIMEPROF-Modells unter dem Gesichtspunkt der Überprüfung meiner Näherungen als besonders interessant. Dieser Vergleich wird allerdings durch einen in der aktuellen Version von STARBURST99 enthaltenen Fehler etwas eingeschränkt. STARBURST99 neigt bei Wahl sehr hoher Zeitaufösungen zu einer Fehlinterpolation lebensdauerabhängiger Größen. Bei einer Zeitaufösung von bis zu 50000 yr spielt dieser allerdings nur eine untergeordnete Rolle. Die Abbildungen 4.34 bis 4.36 zeigen die vorhergesagten Zeitprofile für die Emission von ^{26}Al , kinetischer Energie und ionisierender Strahlung für den Fall eines Starburst von $10000 M_{\odot}$ für Sterne zwischen 8 und $120 M_{\odot}$ im Vergleich zu den äquivalenten Profilen aus TIMEPROF.

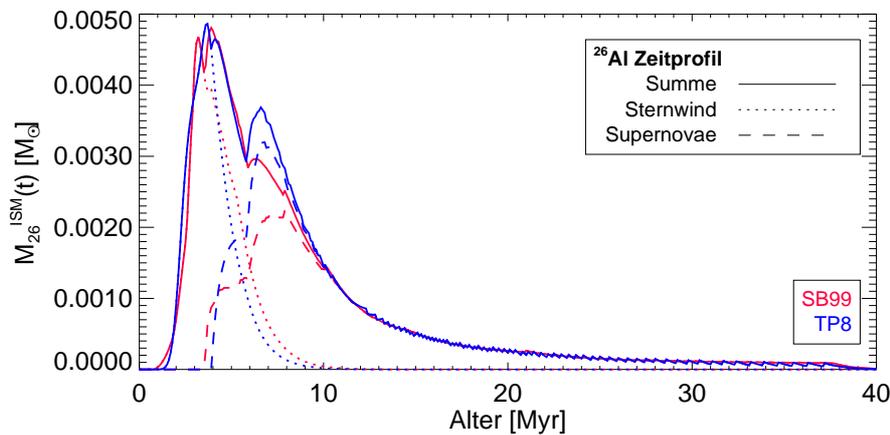


Abbildung 4.34: Interstellare ^{26}Al -Masse nach TIMEPROF und STARBURST99+

Sowohl im Falle des ^{26}Al -Zeitprofils als auch des Zeitverhaltens stimmen die Kurvenverläufe recht gut miteinander überein. Der auffallendste Unterschied liegt sich im ^{26}Al -Zeitprofil in der Höhe des zweiten Maximums. Die Differenz zwischen dem von TIMEPROF vorhergesagten Maximum und dem Ergebnis von STARBURST99+ liegt mit $0.007 M_{\odot}$ im Bereich von etwa 20% im Vergleich zum TIMEPROF-Ergebnis. Weiterhin wird im Falle von TIMEPROF das Maximum geringfügig später erreicht. Die leichte Varianz im Verlauf des ersten Maximums läßt sich allerdings zweifellos auf die vereinfachende Annahme gaußförmiger Emissionsprofile im Falle von TIMEPROF erklären. Ob die große Diskrepanz im zweiten Maximum des ansonsten recht ermutigenden Ergebnisses auf den bereits erwähnten Schwachpunkt von STARBURST99+ zurückzuführen ist, ist bislang noch etwas unklar. Allerdings zeigt der Vergleich der berechneten Zeitentwicklungen der mechanischen Luminosität (siehe Abbildung 4.35), daß STARBURST99/99+ mit einsetzender Supernovaaktivität tatsächlich einige numerische Schwierigkeiten zu haben scheint.

Im Falle der Emission von EUV-Photonen, wie sie in Abbildung 4.36 dargestellt sind, zeigt sich jedoch die Überlegenheit des Interpolationsansatzes von STARBURST99/99+ im Falle von stellaren, und damit zeitlich eher kontinuierlichen Emissionen. Die Verwendung von Spektralbi-

⁷Diese veränderte Version wird im folgenden STARBURST99+ genannt.

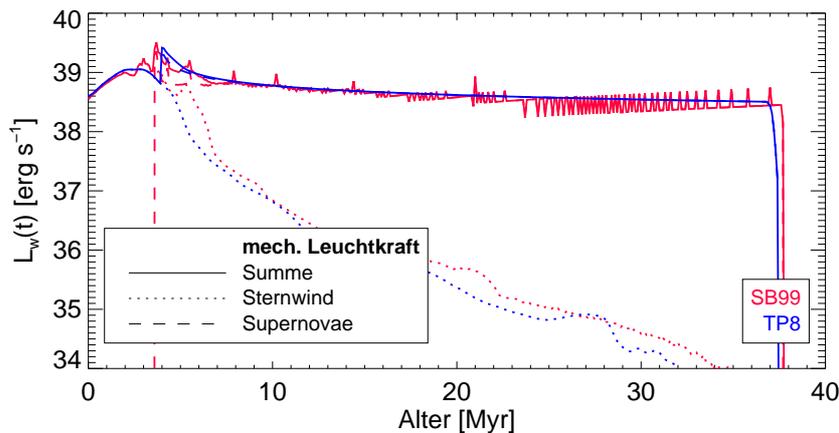


Abbildung 4.35: Mechanische Luminosität nach TIMEPROF und STARBURST99+

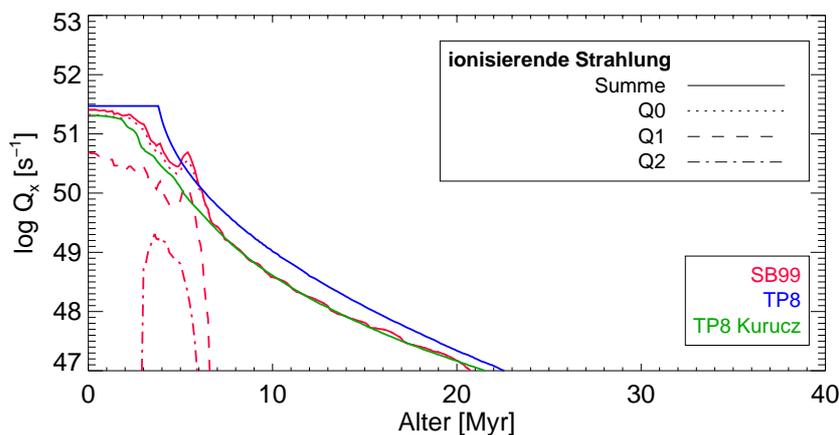


Abbildung 4.36: Fluß photoionisierender EUV-Photonen nach TIMEPROF und STARBURST99+

blibliotheken und deren Interpolation führt zu einem realistischeren Verlauf des Emissionsprofils. Die vereinfachende Annahme einer zweiparametrischen Fitfunktion, wie sie in Gleichung 4.17 gemacht wird, führt zu einer maximalen Überschätzung der EUV-Emission meiner Standardassoziation um +0.3dex. Das mit *TP8Kurucz* bezeichnet Profil zeigt eine auf Interpolation von Sternspektren beruhende Modifikation des TIMEPROF-Modells. Die Unterschiede in der Frühphase lassen sich in diesem Fall auf die Vernachlässigung von zweifach heliumionisierender Photonen (Q_2) in der Modifikation von TIMEPROF zurückführen.

4.2 Evolution von Superblasen im Modell

4.2.1 Modellierung der Expansion von Superblasen

Mit den Annahmen der *thin shell approximation*⁸ (siehe Abschnitt 3.2.6) läßt sich eine Abschätzung für das Ausbreitungsverhalten von Superblasen um OB Assoziationen gewinnen. Dazu wird davon ausgegangen, daß sich bereits eine kleine Blase um die Assoziation oder wenigstens einen Zentralbereich gebildet hat, deren Hülle zu einer im Vergleich zum Radius dünnen Schale kollabiert ist. Ist dieser Bildungszeitraum deutlich kürzer als die Lebensdauer massereicher Sterne, so führt der weitere Eintrag kinetischer Energie zu einer Expansion der Blase. Es ist zu erwarten, daß diese Expansion so lange anhält, wie der Innendruck den Außendruck deutlich überwiegt und die Expansionsgeschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit im umgebenden Medium ist. Andernfalls kommt es zur Ausbildung von Instabilitäten (*Vishniac* 1983, *Ehlerová* 2000).

Aus der TS-Näherung erhält man als Bewegungsgleichung für die sich ausbreitende Hülle in sphärischer Näherung:

$$\frac{d}{dt} (M_s \cdot \dot{R}_s) = 4\pi R_s^2 \cdot \left(\frac{2}{3} U_b - P_0 \right) \quad (4.18)$$

Dabei bezeichnen die Indizes **s** alle Größen der expandierenden Schale, **b** alle Größen des Blasenmediums und **0** alle Parameter des umgebenden Mediums. Der Klammerterm auf der rechten Seite gibt die Druckdifferenz zwischen Innen- und Außendruck wieder, wobei der Innendruck sich aus der inneren Energie mit der Adiabatenbeziehung $P_b = U_b \cdot (\gamma - 1)$ und $\gamma = 5/3$ für ein ideales Gas ergibt. Aus der Energiebilanz erhält man zu dem:

$$\dot{E}_b = L_w^{\text{ass}}(t) - 2 \cdot E_b \cdot \frac{\dot{R}_s}{R_s} - \frac{4\pi}{3} R_s^3 n_b^2 \eta_b \Lambda(T_b, Z_b) \quad (4.19)$$

Der erste Term der rechten Seite gibt dabei die zeitabhängige mechanische Luminosität der von der Blase eingeschlossenen OB Assoziation wieder, während der zweite Term die Expansionsarbeit beschreibt. Der dritte Term schließlich parametrisiert den Energieverlust durch Abstrahlung, dabei geht u.a. die Annahme vollständiger Ionisation ein, d.h. bei Annahme eines reinen Wasserstoffgases gilt für die Teilchendichte $n_e \cdot n_i = n_b^2$. Der Parameter η_b , prinzipiell ebenfalls eine Funktion der Zeit, beschreibt die Abhängigkeit von einer sich ändernden chemischen Zusammensetzung. In den im folgenden diskutierten Modellen wird dieser zusätzlichen Zeitabhängigkeit durch Emission angereicherter Materie nicht Rechnung getragen. Meine Modelle sind ausschließlich mit solarer Zusammensetzung berechnet, wobei sich η_b zu 0.2494 ergibt. Die Kühlfunktion Λ schließlich beschreibt die Abstrahlung von Energie durch das Blasenmedium in Abhängigkeit von innerer Temperatur und Metallizität. Diese Funktion wurde u.a. von *Boehringer und Hensler* (1989) für den Temperaturbereich zwischen 10^4 und 10^8 K und Metallizitäten zwischen zehntel und doppelt solar berechnet (siehe Abschnitt 3.2.4). Da die Energiebilanz neben der Temperatur auch von der Teilchendichte des Blasenmediums abhängt, sind auch die Massenbilanzen von Schale und Blaseninneren von großer Bedeutung.

Ferner führt eine Veränderung der Schalenmasse auch zu einer direkten Veränderung der Expansionseigenschaften der Hülle. Grundsätzlich wird die Masse der Hülle durch das Aufsammeln von Materie aus dem umgebenden Medium auf Grund der Expansion bestimmt. Nimmt man eine undurchlässige Hülle an, dann ist die Masse des Blasenmediums wiederum durch den integrierten Massenverlust der eingeschlossenen Sterne und Supernovae gegeben. Durch zwei Effekte kann es darüberhinaus zu einem weiteren Anstieg der Masse des inneren Mediums kommen. Zwischen Blasenmedium und Hülle herrscht ein relativ großer Temperaturgradient, daher

⁸TS-Näherung: Das heiße Blaseninnere ist durch eine dichte Hülle geringer Dicke vom ISM getrennt.

kann es durch Wärmeleitungsphänomene zu Verdampfung von Hüllenmaterie an der Innenseite kommen. Ferner erscheint die Annahme einer absolut undurchlässigen Hülle angesichts evtl. vorhandener dichter, kompakter Molekülwolkenfragmente im umgebenden Medium als unrealistisch. Es ist vielmehr zu erwarten, daß ein Teil der in diesen Fragmenten sitzenden Materie nicht vollständig von der Schockfront aufgesammelt wird, sondern als kompakte Wolken (Wölkchen) in das Blaseninneren gelangt. So berichten *Zanin und Weinberger (1997)* von der Entdeckung einer auffälligen Wolkenstruktur in der Orion Region, welche auf eine Wechselwirkung einer kleinen Molekülwolke mit der sich ausbreitenden Orion-Eridanus Superblase zurückgeführt wird. Auch an der Oberfläche dieser Wolkenfragmente ist der Temperaturgradient groß genug, um Verdampfung erwarten zu lassen (*McKee und Begelman 1990*). Wie aus der Diskussion in Abschnitt 3.2.4 jedoch hervorgeht, sind die genauen Umstände und Eigenschaften dieser Verdampfungsphänomene noch weitgehend unverstanden. Daher habe ich mich in meinem Modell für eine parametrische Beschreibung dieser Massenaustauschmechanismen entschieden, wobei zwei Parameter eingeführt werden. Zum einen wird die Effizienz, mit der Materie dem Verdampfungsprozeß zugeführt wird, durch einen Transmissionsparameter ϵ als Bruchteil der aufgesammelten Hüllenmasse beschrieben. Zum anderen wird die wirkliche Freisetzung von einzelnen Teilchen, den nur sie sind für die effektive Strahlungskühlung von Belang, durch eine Evaporationszeitkonstante τ_{evap} bestimmt. Damit ergeben sich für die Massenbilanzen folgende Beziehungen:

$$\dot{M}_s = 4\pi R_s^2 \dot{R}_s \rho_0 (1 - \epsilon) \quad (4.20)$$

$$\dot{M}_b = \dot{M}_{\text{ass}} + \epsilon 4\pi R_s^2 \dot{R}_s \rho_0 \quad (4.21)$$

In Gleichung 4.21 wurde dabei instantane Verdampfung angenommen. Ist die Verdampfungs geschwindigkeit jedoch endlich, wird die formelmäßige Beschreibung deutlich komplexer, da der verzögerten Verdampfung Rechnung getragen werden muß. Ferner fließen in diese Beschreibung implizit die Annahmen ein, daß die Verdampfungsrate nicht von der Temperaturdifferenz zwischen Wolkenfragment und Blasenmedium sowie deren Metallizität abhängt. Das Modell unterbindet lediglich eine weitere Verdampfung bei Temperaturen unter 10^4 K.

Neben den vier gekoppelten Differentialgleichung 4.18 - 4.21 sind zwei weitere Gleichungen zur Lösung des Expansionsproblems nötig. Gleichung 4.22 beschreibt die Teilchendichte freier Teilchen im Blasenmedium, und Gleichung 4.23 erlaubt die Berechnung der Temperatur des Blasenmediums unter der Annahme eines idealen Gases.

$$n_b = \frac{M_b}{\frac{4\pi}{3} R_s^3 \mu_b m_H} \quad (4.22)$$

$$T_b = \frac{E_b}{2\pi R_s^3 n_b} \quad (4.23)$$

In Gleichung 4.22 gibt μ_b das mittlere spezifische Molekulargewicht der Teilchen an. Abbildung 4.37 faßt die Wechselwirkungen und physikalischen Zusammenhänge in dem von mir verwendeten Modell der Expansion von Superblasen zusammen.

Vernachlässigt man die Verdampfung und setzt den Umgebungsdruck explizit auf Null, so gehen die Gleichungen 4.18 - 4.23 in die Gleichungen von *Castor et al. (1975b)*, *Weaver et al. (1977)* über. Folgt man ihrem Vorbild und nimmt eine zeitlich konstante Energie- und Materiequelle an, so übertragen sich ihre analytischen Lösungen für die Expansion von Sternwindhüllen auf Superblasen. Berücksichtigt man jedoch die Strahlungskühlung so ist eine analytische Lösung bislang nicht möglich, zumal eine exakte Beschreibung der Verdampfungsphänomene nicht möglich ist. Auch der Übergang auf eine sich dynamisch entwickelnde Energiequelle - z.B. eine OB Assoziation -, wie sie in Abschnitt 4.1 beschrieben ist, verhindert die Verwendung analytischer Lösungen. U.a. haben *Shull und Saken (1995)* das Expansionsverhalten von Superblasen in Abhängigkeit

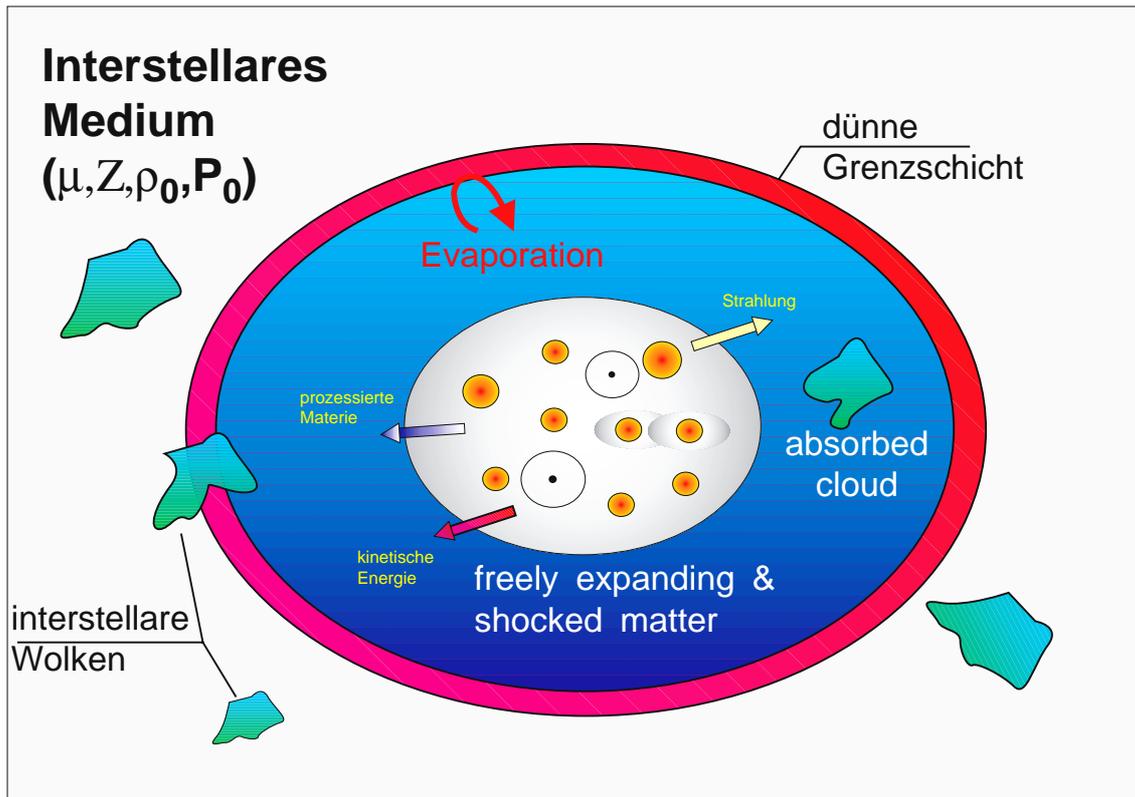


Abbildung 4.37: Wechselwirkungen von OB Assoziationen mit dem umgebenden Medium

von der Sternentstehungshistorie mit Hilfe eines ähnlichen Verfahrens untersucht. Bei der Beschreibung der Effekte der Verdampfung ist die Studie von *Shull und Saken* (1995) allerdings auf Anreicherung des Blasenmediums durch Verdampfung von der Hülle beschränkt. Ferner folgen die Autoren strikt der klassischen Beschreibung der Verdampfung mit klassischer Wärmeleitung nach *Spitzer* (1962). Sie kommen dabei zur Schlußfolgerung, daß die Erhöhung der Masse des Blasenmediums durch Verdampfung höchstens während der Frühphase der Blasenexpansion von Bedeutung sein könnte. Ihrer Ansicht nach ist für Blasen mit Radien größer als 30 pc die innere Dichte zu gering, als daß die Strahlungskühlung von großer Bedeutung sein könnte. Das Differentialgleichungssystem läßt sich durch einfache Transformationen in ein System gekoppelter Differentialgleichungen erster Ordnung überführen. Dies ermöglicht die Anwendung einfacher, numerischer Lösungsverfahren (z.B. Runge-Kutta-Integration) auf dieses transformierte System. Für die Realisation meines Modells werden drei verschiedene Algorithmen zur Lösung verwendet:

- **Runge-Kutta 4. Ordnung:** Dieses Verfahren basiert auf dem RK4-Algorithmus aus *Press* (1992). Da dieses Verfahren über keine Schrittweitenkontrolle verfügt, muß die Schrittweite genügend klein - im Vergleich zu den Variationen der Quellfunktionen - gewählt werden. Bei sehr glatten Quellfunktionen ist dieses Verfahren am schnellsten, führt aber bei stark veränderlichen Quellfunktionen unter Umständen zu Fehlern.
- **RK4 mit adaptivem Zeitschritt:** Dabei handelt es sich um eine modifizierte Version des RK4-Algorithmus, bei dem während der Berechnung die Schrittweite automatisch angepaßt wird.
- **LSODE:** Der LSODE-Algorithmus entstammt der ODEPACK-Bibliothek und stellt ein alternatives Lösungsverfahren mit adaptivem Integrationsgitter dar. Dieses Verfahren liefert bei nicht allzu dynamischem Verhalten die schnellste und stabilste Lösung der drei Verfahren.

4.2.2 Ergebnisse für das Standardszenario

Bevor wir uns mit den Auswirkungen der einzelnen Modellparameter näher auseinandersetzen, soll zunächst die Expansion einer Superblase um eine meiner Standard-Assoziationen untersucht werden. Dazu nehme ich im folgenden an, daß das die Assoziation umgebenden Medium homogen und isotrop ist und eine konstante Dichte von 100 cm^{-3} hat. Ferner gelte $T_0 = 0 \text{ K}$. Schließlich wird eine mögliche Strahlungskühlung durch Emission von weicher Röntgenstrahlung vorerst vernachlässigt. Nach *Castor et al. (1975b)* gilt für eine konstante Energiequelle unter den oben gemachten Annahmen:

$$R_S(t) = \left(\frac{250}{308\pi} \frac{L_w \cdot t^3}{\rho_0} \right)^{1/5} \quad (4.24)$$

$$v_S(t) = \frac{3R_S}{5t} \quad (4.25)$$

$$E(t) = \frac{5}{11} L_w t \quad (4.26)$$

$$p(t) = \frac{7}{(3850\pi)^{2/5}} L_w^{2/5} \rho_0^{3/5} t^{-4/5} \quad (4.27)$$

Die folgenden Abbildungen (Abb. 4.38 bis 4.42) fassen die Ergebnisse für die Simulation der Superblasenexpansion um eine Standardassoziation zusammen. Neben den Zeitprofilen für die verschiedenen oberen Grenzmassen der Anfangsmassenverteilung sind zu dem Lösungen für eine Konstantenergiequelle als gepunktete Linie eingezeichnet. Diese Lösungen entsprechen den Ergebnissen von *Castor et al. (1975b)* für interstellare Blasen.

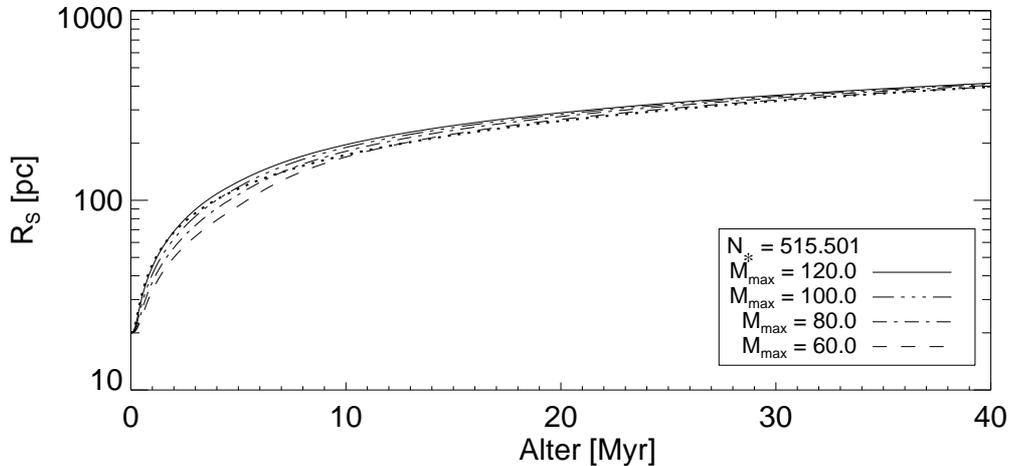


Abbildung 4.38: Radius der Hülle als Funktion des Alters der Standardassoziation.

Die in Abbildung 4.38 eingezeichneten Profile zeigen die Abhängigkeit des Radius von der oberen Massengrenze der Anfangsmassenverteilung. Während die Unterschiede der Maximalradien recht gering sind, sind während der Frühphase doch deutliche Unterschiede in der Expansionsgeschwindigkeit zu beobachten (siehe Abbildung 4.39). Diese Unterschiede lassen sich auf den deutlich höheren Windimpulse der massereichsten Sterne zurückführen. In Abbildung 4.40 ist das Verhältnis aus beobachtbarer kinetischer Energie in der expandierenden Superblasenhülle und der durch Sternwinde und Supernovae injizierten kinetischen Energie dargestellt. Bei Annahme einer konstanten Energiequelle erwartet man zwischen injizierter und beobachtbarer kinetischer Energie ein konstantes Verhältnis von ca. 0.2. Wie die Simulation zeigt, durchläuft

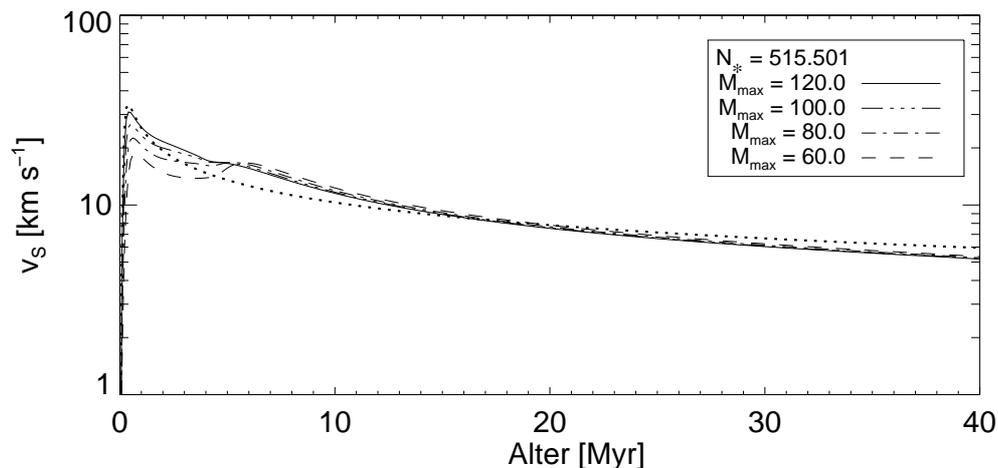


Abbildung 4.39: Expansionsgeschwindigkeit der Hülle als Funktion des Alters der Standardassoziation.

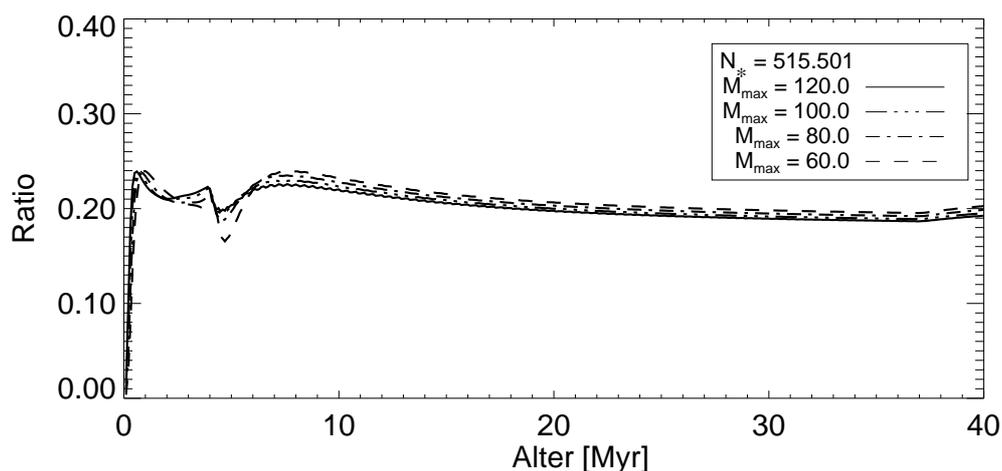


Abbildung 4.40: Zeitliche Entwicklung von beobachtbare kinetischer Energie in der expandierenden Hülle und der injizierten kinetischen Energie.

dieses Verhältnis im Falle einer realistischeren Energiequelle eine zeitliche Entwicklung, nähert sich aber dem klassischen Wert an. Da allerdings in dieser Standardsimulation, die Effekte von Verdampfung, Anreicherung des Blasenmediums und Strahlungskühlung vernachlässigt wurden, sind durch Mitführen dieser Größen einige Modifikationen dieser Standardergebnisse zu erwarten.

Die Diskussion meiner *Standardblase* soll mit einer Betrachtung der zeitlichen Entwicklung der Parameter des Blasenmediums (Teilchendichte und Temperatur) abgeschlossen werden. Da im gewählten Standardfall Sternwinde und Supernovae die einzige Materiequellen für das Blasenmedium sind, führt die rasche Expansion auf sehr große Blasenradien zu sehr geringen mittleren Teilchendichten. Nur während der sehr frühen Phase werden Dichten von über 10^{-2} cm^{-3} erreicht. Während der Windphase führt eine niedrigere obere Massengrenze der Anfangsmassenverteilung der Assoziation zu niedrigeren Dichte (siehe Abb. 4.41), was mit dem kleineren Masseverlust masseärmerer Sterne zu erklären ist. Mit einsetzender Supernovaaktivität dreht

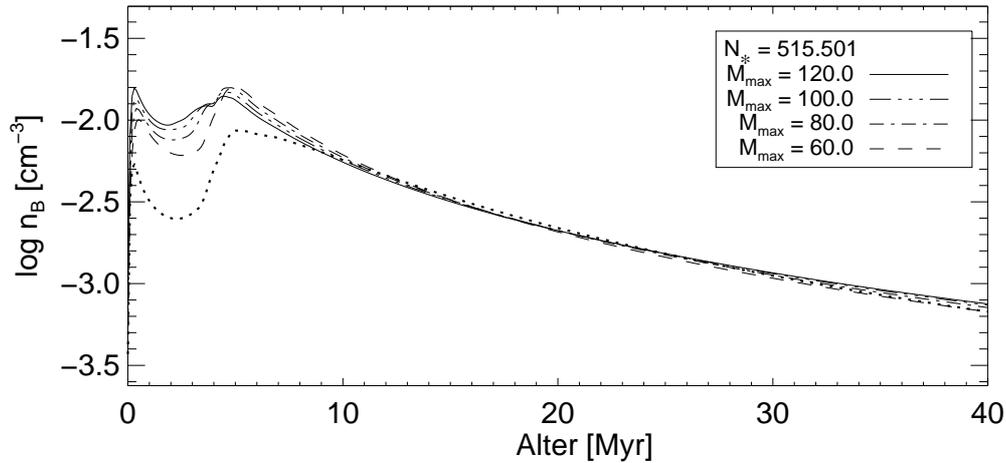


Abbildung 4.41: Zeitliche Entwicklung der Teilchendichte des homogenen, isotropen Blasenmediums.

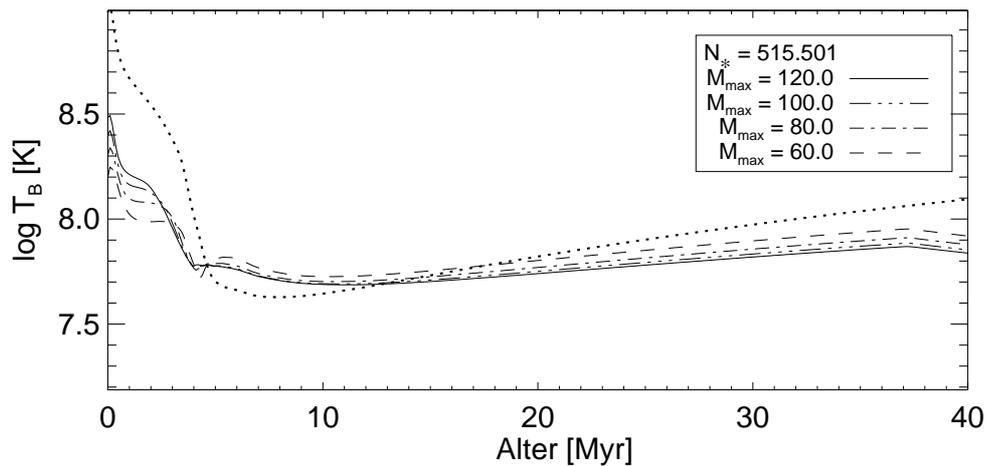


Abbildung 4.42: Zeitliche Entwicklung der Temperatur des homogenen, isotropen Blasenmediums für eine Standardassoziation.

sich dieses Bild auf Grund der in diesem Fall größeren Anzahl leichterer Sterne (die Simulationen beruhen auf einer konstanten Anzahl von Sternen bei variierender oberer Massengrenze) um. Ein weiterer Effekt, welcher diese Trendumkehr begünstigt, ist die Tatsache, daß die Radien von Superblasen um Assoziationen niedriger oberer Grenzmasse zum Zeitpunkt der ersten Supernovaexplosionen kleiner sind als im Falle hoher oberer Massengrenzen. Die Verhältnisse bei der Teilchendichte übertragen sich reziprok auf den zeitlichen Verlauf der Temperatur (Abb. 4.42) des Blasenmediums, da bei höheren Dichten die Temperatur der Teilchen niedriger ist. Werden zu dem die Effekte der Strahlungskühlung, welche proportional zum Dichtequadrat sind, berücksichtigt, so sinkt die Temperatur bei höheren Dichten des Blasenmediums erheblich. Bei zu hoher Teilchendichte steigt die Strahlungsemission so stark an, daß das Blasenmedium rasch auf Temperatur um 10^4 K abkühlt (siehe folgende Abschnitte).

4.2.3 Die Einflüsse der Umgebungsparameter

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die Expansion einer Standardsuperblase diskutiert wurde, wollen wir uns nun mit den Auswirkungen der externen Parameter - Temperatur und Dichte des Umgebungsmediums - auf die Blasenexpansion konzentrieren. Wie sich gleich zeigen wird, ist die Vernachlässigung der Umgebungstemperatur bzw. des Außendrucks über einen weiten Temperaturbereich hinweg eine gute Approximation. Abbildung 4.43 bis 4.45 zeigen den Radius, die Expansionsgeschwindigkeit sowie das Verhältnis aus beobachtbarer kinetischer Energie in der expandierenden Hülle und injizierter kinetischer Energie für vier verschiedene Umgebungstemperaturen. Zum Vergleich ist auch hier die entsprechende Kurve für eine Konstantquelle eingezeichnet.

Die Variation der Außentemperatur und damit des Umgebungsdrucks auf die direkt beobachtbaren Observablen Radius und Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Superblasen sind vernachlässigbar klein. Besonders wenn berücksichtigt wird, daß die Annahme einer sphärisch expandierenden Superblase im realen Umfeld der Milchstraße bzw. grundsätzlich einer Galaxie mit dünner Gasscheibe bei Radien von ca. 200 pc zusammenbricht. Dieser Radius wird mit den gewählten Modellparametern bereits nach ca. 10 Myr erreicht, d.h. alle möglichen Unterschiede sollten im Bereich bis zu 10 Myr signifikant sein, ansonsten sind sie physikalisch nicht von Belang. Untersucht man die Diagramme unter Berücksichtigung dieser Randbedingung, so erweisen sich selbst die Unterschiede im Energieverhältnis nur bei sehr hohen Umgebungstemperaturen als von Bedeutung. In wie weit Gradienten oder räumlich begrenzte Fluktuationen der Temperatur oder des Außendrucks die Dynamik ändern, läßt sich im Rahmen meiner TS-Näherung nur sehr beschränkt untersuchen. Es treten sehr schnell Instabilitäten auf, welche von meiner Beschreibung nicht erfaßt werden.

Es bleibt festzuhalten, daß für alle Anwendungen des Modells, bei denen es auf die lineare Ausdehnung einer Blase ankommt, auf die Komplikation durch die Berücksichtigung der Umgebungstemperatur verzichtet werden kann. Die dadurch möglichen Fehler sind deutlich kleiner als jeder mögliche systematische und statistische Fehler.

Von viel entscheidender Bedeutung ist dagegen die Wahl der Dichte des umgebenden Mediums. Sie bestimmt die Dynamik der expandierenden Hülle grundlegend, da je nach Dichte des Mediums die Masse der expandierenden Hülle schneller oder langsamer steigt. Eine leichtere Hülle expandiert schneller als eine schwerere. Die Abbildungen 4.46 bis 4.48 fassen die Ergebnisse der Simulationen für vier verschiedene Dichten des umgebenden Mediums zusammen. Bei diesen Rechnungen wurde der vorangehenden Argumentation folgend die Umgebungstemperatur vernachlässigt. Um zusätzliche Effekte zu unterdrücken, wurde wie im vorangegangenen weder Strahlungskühlung noch mögliche Materieaustauschphänomene von der Hüllennenseite und transmittierten Wolkenresten berücksichtigt.

Während die Auswirkungen der Dichtevariation auf den Radius und die Expansionsgeschwindigkeit einer Superblase sofort ins Auge stechen, ist bezüglich des Energieverhältnisses nur während der Frühphase eine Variation sichtbar.

Sodaß zusammenfassend festgestellt werden kann, daß Dichtevariationen primär die räumlichen Parameter einer Superblase beeinflussen, während Temperatur- bzw. Druckvariationen die energetischen Eigenschaften der expandierenden Blase modifizieren können.

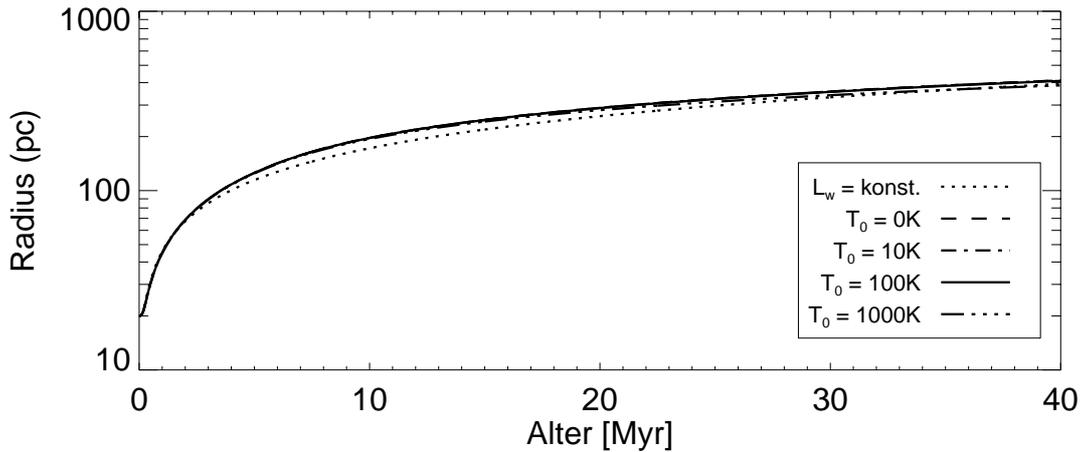


Abbildung 4.43: Momentaner Radius einer in einem homogenen Medium expandierenden Superblase in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur T_0 . Als Energiequelle dient eine Standard-Assoziation.

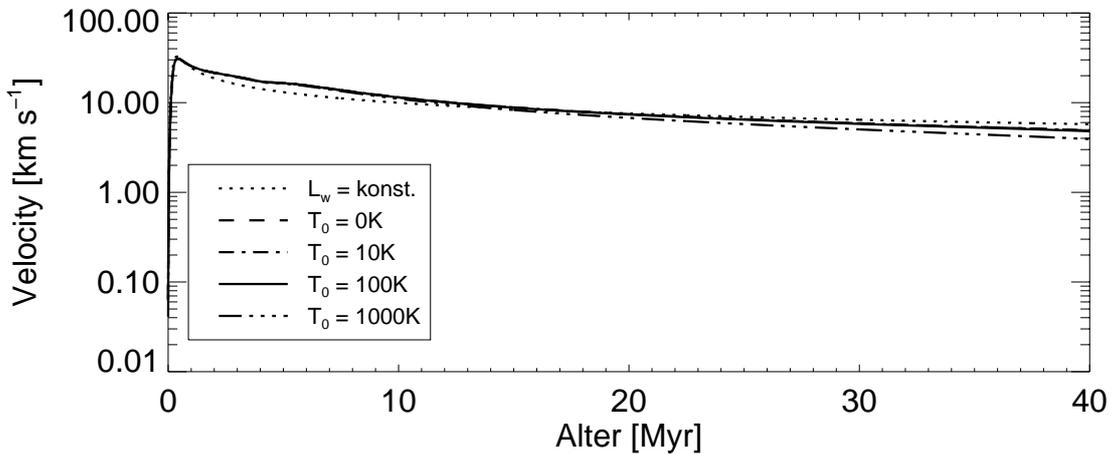


Abbildung 4.44: Expansionsgeschwindigkeit einer in einem homogenen Medium expandierenden Superblase in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur T_0 .

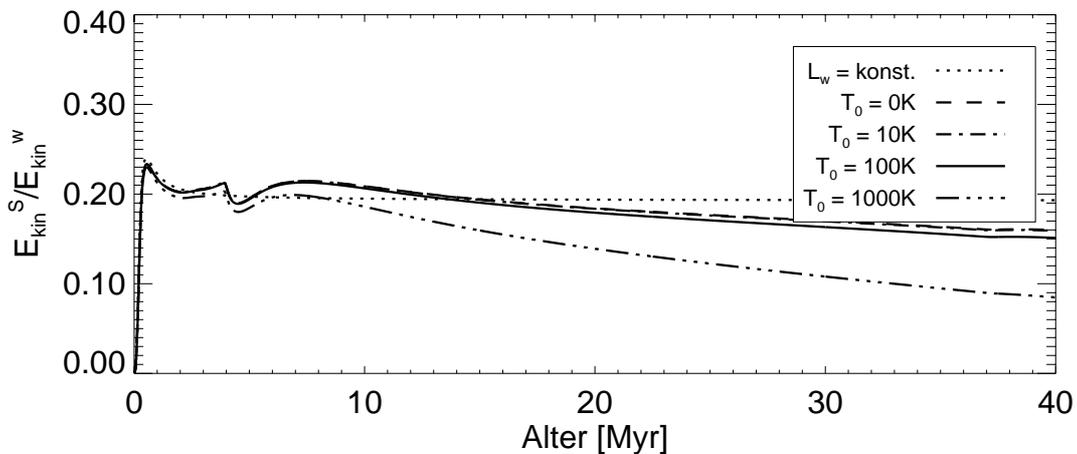


Abbildung 4.45: Verhältnis aus Expansionsenergie zu injizierter kinetischer Energie für eine expandierende Superblase in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur T_0 .

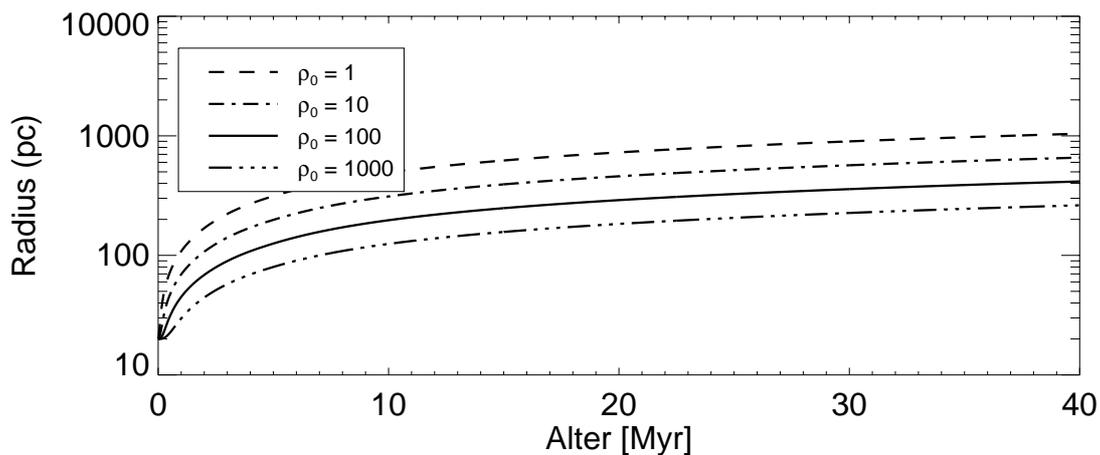


Abbildung 4.46: Momentaner Radius einer in einem homogenen Medium expandierenden Superblase in Abhängigkeit von der Umgebungsdichte ρ_0 . Als Energiequelle dient eine Standard-Assoziation.

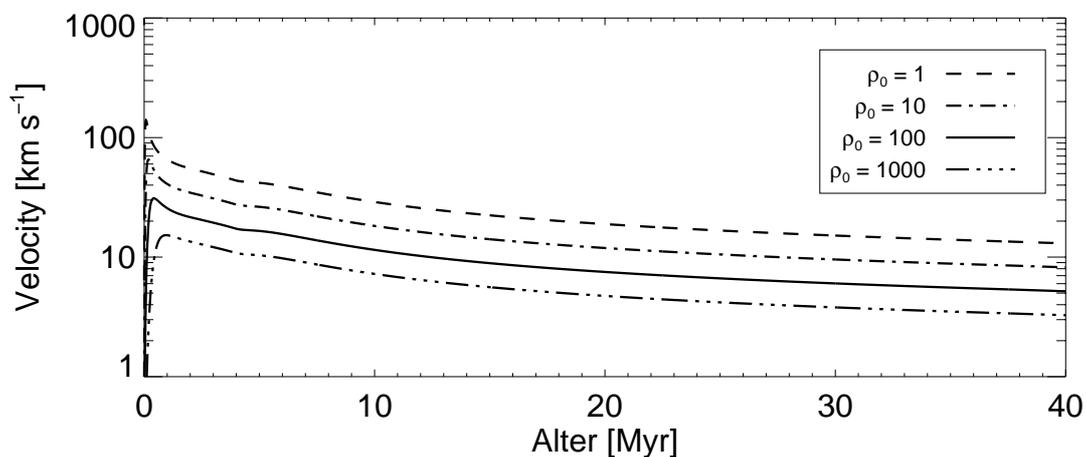


Abbildung 4.47: Expansionsgeschwindigkeit einer in einem homogenen Medium expandierenden Superblase in Abhängigkeit von der Umgebungsdichte ρ_0 .

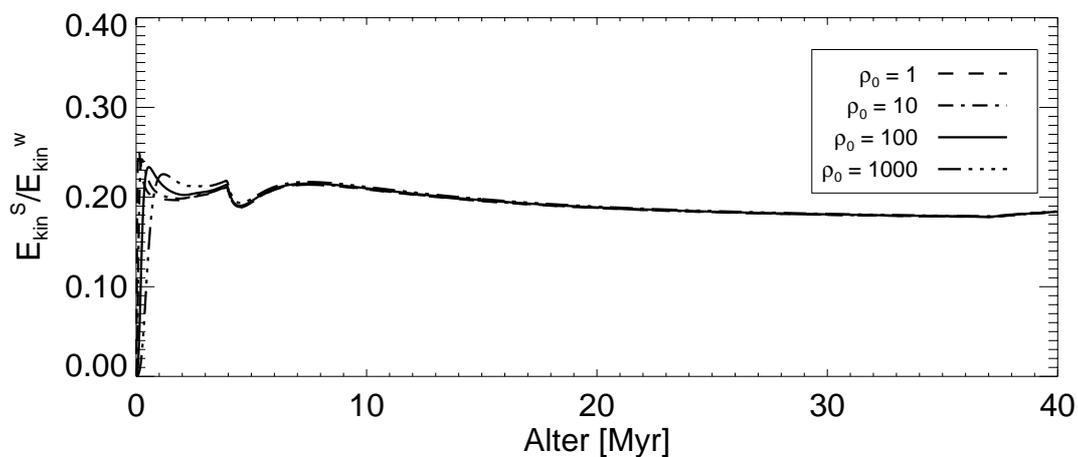


Abbildung 4.48: Verhältnis aus Expansionsenergie zu injizierter kinetischer Energie für eine expandierende Superblase in Abhängigkeit von der Umgebungsdichte ρ_0 .

Interessant ist auch die Dichteabhängigkeit der Zeitpunkte, zu welchen bestimmte Blasenradien erreicht werden. Dabei ist besonders das Erreichen des kritischen Radius von 200 pc von Interesse, da für größere Radien die sphärische Näherung in dünnen Scheiben-Galaxien (z.B. Milchstraße) zusammenbricht. Die in Abbildung 4.49 dargestellten Verläufe basieren auf Simulationen von Superblasen um Assoziationen mit oberer Massengrenze von $120 M_{\odot}$. Bei typischen mittleren Dichten des ISM wird der kritische Radius zwischen 5 und 10 Myr erreicht.

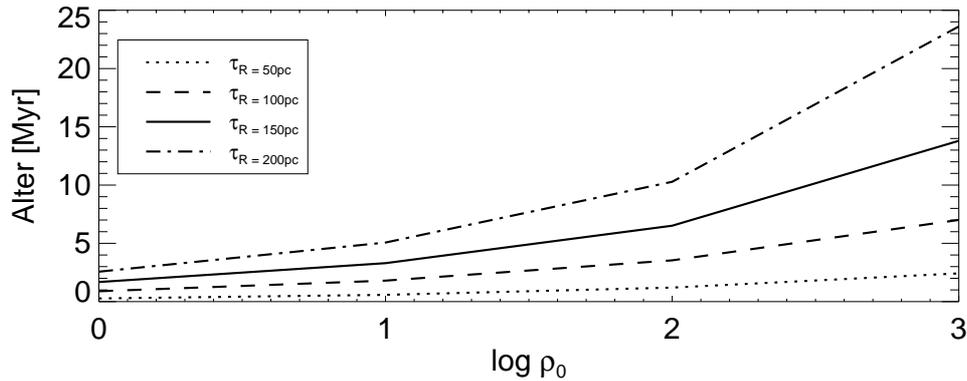


Abbildung 4.49: Zeitpunkte für das Erreichen von Blasenradien von 50, 100, 150 und 200 pc in Abhängigkeit von der Umgebungsichte.

4.2.4 Der Einfluß der Verdampfung von Materie

Von entscheidender Bedeutung für die Dynamik der Blasenexpansion könnte sich die Verdampfung von dichten Molekülwolkenfragmenten erweisen, welche nicht vollständig von der expandierenden Schockwelle aufgelöst wurden und so in das heiße Blaseninnere gelangen konnten. Zusätzlich könnte Materie an der Kontaktstelle zwischen heißem Blasenmedium und kühlerer Hülle von dieser abdampfen. Diese Materie erhöht die Teilchendichte des Blasenmediums. Da aber die Strahlungskühlung quadratisch mit der Teilchendichte steigt, könnte es auf diese Weise zu einem starken Energieverlust der expandierenden Superblase kommen.

Die Effekte der Wärmeleitung wurden bereits in den Abschnitten 3.2 und 3.2.6 diskutiert. Diese Diskussion zeigt, daß sowohl auf theoretischer Seite als auch auf der Seite der empirischen Befunde große Unsicherheiten existieren. Daher habe ich in meinem Modell die Effekte der Anreicherung durch Verdampfung in Form einer parametrischen Beschreibung (siehe Abschnitt 4.2.1) untersucht. Dazu wird die Masse der für den Prozeß zur Verfügung stehenden Materie als Bruchteil der Hüllenmasse parametrisiert, während eine zusätzliche Zeitkonstante die Dauer des Verdampfungsprozesses beschreibt. Dabei geht implizit die Annahme ein, daß sowohl die Verdampfung von der Hülleninnenseite wie von transmittierten Wolkenfragmenten gleichen Bedingungen unterliegen.

Abbildung 4.50 zeigt für zwei unterschiedliche Transmissionsraten die Abhängigkeit der Energiekonversionseffizienz von der Verdampfungskonstante τ_{evap} . Diesen Rechnungen liegt eine Konstantenergiequelle von $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ zu Grunde.

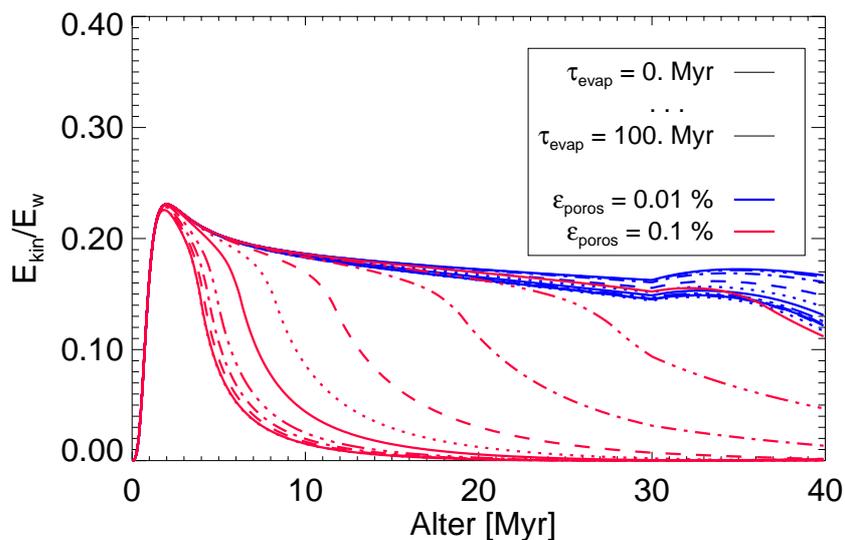


Abbildung 4.50: Verhältnis von Expansionsenergie der Hülle und injizierter kinetischer Energie in Abhängigkeit von den Verdampfungsparametern für eine idealisierte Assoziation konstanter Energie- und Materieemission.

Das Zeitverhalten des Energieverhältnisses hängt äußerst stark von den gewählten Paaren der Verdampfungsparameter ab. Wird eine kritische Dichte des Blasenmediums überschritten, wird sehr auf einer kurzen Zeitskala sehr viel innere Energie in Strahlung umgesetzt. Dadurch kommt der Expansionsprozeß fast zum Erliegen und das kinetische Energieverhältnis sinkt auf Werte nahe 0 ab. Da der Parameter ϵ den Bruchteil der Hüllemasse angibt, welcher pro Zeiteinheit in das Blaseninnere gelangt, hängen die kritischen Werte für die Parameter von der Umgebungsdichte ab. Ist die Umgebungsdichte gering kann der Effizienzparameter ϵ Werte bis zu einigen 10 Prozent annehmen. Bei mittleren Umgebungsdichten von einigen 10 cm^{-3} liegen die kritischen Werte bei wenigen Prozent und darunter.

Der Einfluß der Verdampfungsdauer τ_{evap} läßt sich leicht an den beiden Extremfällen untersuchen. Wird die Materie instantan verdampft, so genügen niedrigere Transmissionseffizienzen, um die kritische Dichte zu erreichen, da bei gleichem Blasen volumen pro Zeiteinheit mehr Teilchen für konstantes ϵ freigesetzt werden. Ist die Verdampfungsdauer jedoch länger als die dynamische Zeitskala, so wirkt sich die Transmission vor allem durch eine Reduktion der Hüllenmasse aus. Derartige Blasen expandieren schneller und Erreichen größere Radien.

4.2.5 Vergleich mit den Modellen von *Shull und Saken* (1995)

Shull und Saken (1995) haben in einer breit angelegten Studie unter Verwendung der TS-Näherung das Expansionsverhalten von Superblasen um OB Assoziationen in Abhängigkeit von der Sternentstehungshistorie der Assoziation untersucht. Neben dem Fall eines instantanen Starbursts aus 100 Sternen mit $\Gamma = 1.7$ für die Anfangsmassenverteilung zwischen 8 und $80 M_{\odot}$ haben die Autoren den Fall einer kontinuierlichen Sternentstehung über 15 Myr mit konstanter Anfangsmassenfunktion ($\Gamma = 1.7$), den Fall kontinuierlicher Sternentstehung mit variierender Anfangsmassenfunktion ($\Gamma = 1 \rightarrow 3$ bzw. $\Gamma = 3 \rightarrow 1$) sowie den Fall einer variierenden Sternentstehungsrate mit konstanter Anfangsmassenverteilung untersucht. In meinen Modellen wird grundsätzlich eine zeitlich konstante Anfangsmassenfunktion angenommen, somit ist ein Vergleich meines Modells mit den Ergebnissen von *Shull und Saken* (1995) für die Fälle 1, 2 und

4 möglich. Der Fall 4 wird in meinem Modell in Form einer propagierenden Sternentstehung in vier Einzelbursts über 10 Myr an (vgl Ori OB1) realisiert. Analog zu der Arbeit von *Shull und Saken* (1995) liegt den Simulationen eine Population von 100 Sternen zwischen 8 und $80 M_{\odot}$ und einer Steigung des Anfangsmassenspektrums von $\Gamma = 1.7$ zu Grunde.

Abbildung 4.51 zeigt untereinander die Quellfunktion der unterschiedlichen Assoziationsmodelle, das Zeitverhalten der jeweiligen Blasenradien und Expansionsgeschwindigkeiten sowie im untersten Teilbild das Zeitprofil des Energieverhältnisses aus injizierter und beobachtbarer kinetischer Energie. Wie schon in der Arbeit von *Shull und Saken* (1995) fallen die großen Abweichungen zwischen der Annahme einer konstanten Energiequelle, wie sie den Arbeiten von *Castor et al.* (1975b) und *Weaver et al.* (1977) zu Grunde liegen, und den Assoziationsszenarios auf. Superblasen mit konstanter Energiequelle erreichen in der Frühphase höhere Ausbreitungsgeschwindigkeiten, welche auf die relativ größere Energiezufuhr zurückzuführen sind. Im Fall einer sich entwickelten Assoziation steigt die mechanische Leistung über einen längeren Zeitraum bis zum Windmaximum an, so daß die Expansion der Superblase mit vergleichsweise geringer Energiezufuhr beginnt. Die Unterschiede betragen in diesen Simulationen bis zu einer Größenordnung. Im weiteren Verlauf schlagen sich unterschiedlichen Charakteristiken der Quellfunktion (oberes Teilbild) in den Zeitprofilen nieder. Das Modell mit propagierender Sternentstehung zeigt dabei besonders im Verlauf des Energieverhältnisses deutlich die Spuren der schubweisen Sternentstehung.

In Anhang G sind erweiterte Vergleichsgrafiken (vgl. 4.51) gesammelt, welche die Auswirkungen von äußerer Temperatur, Strahlungskühlung und Verdampfung auf den Modellvergleich mit der Arbeit von *Shull und Saken* (1995) untersuchen. In den hier gezeigten Fällen sind die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit den von *Shull und Saken* (1995) erhaltenen Abhängigkeiten.

4.2.6 Systematische und statistische Unsicherheiten

Die Parameterstudie des Anreicherung des Blasenmediums durch Verdampfung hat gezeigt, daß bereits kleine Variationen in den Effizienzparametern große Auswirkungen auf die Expansions-eigenschaften einer Superblase haben könnten. Leider läßt sich der gültige Parameterraum nur schwer eingrenzen, so daß die Unsicherheit bezüglich dieser Effekte leicht im Bereich eines Faktors 10 liegen kann.

Ein wesentlicher Nachteil meines hier vorgestellten Modells liegt in der Vernachlässigung möglicher Instabilitäten in der expandierenden Hülle, welche zu einer Fragmentation der Hülle führen könnten. Die Effekte dieser Instabilitäten wurden u.a. von *Ehlerová* (2000) in einem dreidimensionalen TS-Modell untersucht. Diese Studien zeigen, daß die Fragmentation zu deutlich späteren Zeitpunkten stattfinden als die effiziente Emission von ^{26}Al und ^{60}Fe , so daß die Vernachlässigung in meinem Expansionsmodell keine große Einschränkung für die Anwendbarkeit des Modells zur Interpretation der γ -Linienbeobachtungen darstellt. *Ehlerová* (2000) hat darüberhinaus einen Vergleich der TS-Näherung mit einer detaillierten hydrodynamischen Simulation durchgeführt und konnte zeigen, daß die Approximation im Rahmen der Annahmen sinnvolle Ergebnisse liefert. Bei Blasenaltern von mehr als 15 Mio. Jahren steigt die Bedeutung der Instabilitätseffekte langsam an. Dies ist allerdings für die angestrebte Anwendung meines vereinfachten Blasenexpansionsmodells zur Untersuchung der Ausbreitung von ^{26}Al im interstellaren Medium nicht von großer Bedeutung, da das Maximum der ^{26}Al -Freisetzung deutlich früher erreicht wird. Zum Zeitpunkt des Einsetzens der Instabilitäten sollte der überwiegende Teil des in der Blase befindlichen ^{26}Al bereits zerfallen sein.

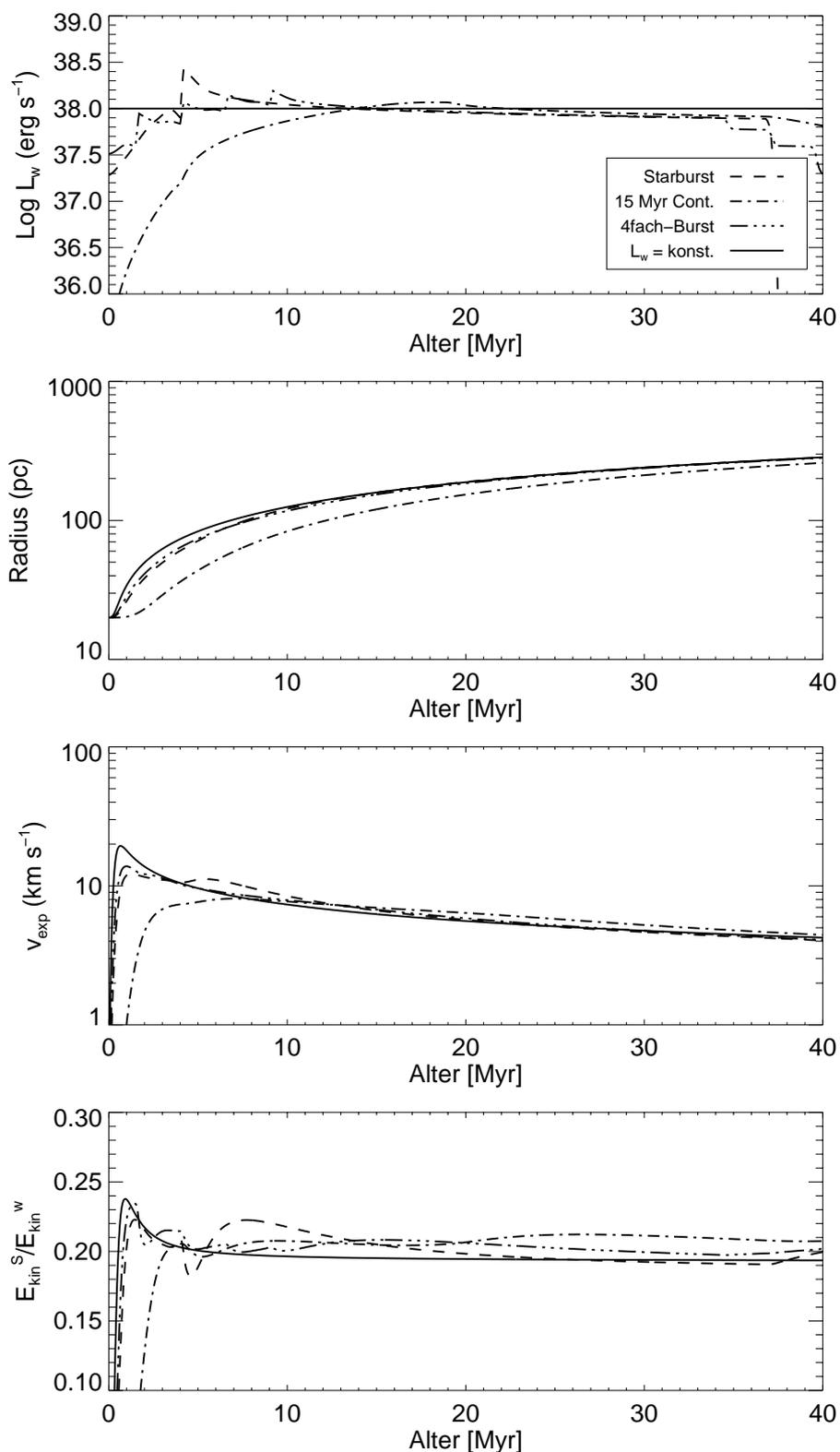


Abbildung 4.51: Die Panels zeigen von oben den Zeitverlauf der mechanischen Luminosität, den Radius der Superblase, die Expansionsgeschwindigkeit und das Energieverhältnis für eine Assoziation mit den im Text definierten Eigenschaften. Zum Vergleich ist der Verlauf der jeweiligen Kurven für den Fall einer Konstantquelle mit $L_w = 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ eingezeichnet (punktirierte Linie).

Von größerem Interesse sind dagegen die Auswirkungen der statistischen Fluktuationen durch endliche Populationsstärken. Dazu habe ich die Ergebnisse der einzelnen Monte Carlo Simulationen als Quellfunktionen für das Expansionsmodell benutzt. Die Abbildungen 4.52 bis 4.56 zeigen die Fluktuationen von Radius, Expansionsgeschwindigkeit, innerer Energie, kinetischer Expansionsenergie und dem Energieverhältnis in Form normierter 2D-Histogramme. Den Rechnungen liegt ein mittleres Verdampfungsmodell mit $\epsilon = 10^{-4}$ und $\tau = 2.5$ Myr zu Grunde. Die Parameter des Umgebungsmediums wurden dabei zu $T_0 = 100$ K und $\rho_0 = 10^{-23}$ g cm $^{-3}$ angenommen.

Die resultierenden Wahrscheinlichkeitsdichten zeigen, daß über weite Teile der jeweiligen Zeitentwicklungen die Dispersion relativ gering ist. Allerdings treten z.B. im entsprechenden Histogramm der Expansionsgeschwindigkeit oder aber der inneren Energie Zeitintervalle auf, während deren die Dispersion überproportional zunimmt. Das Energieverhältnis zeigt insbesondere in der späteren Entwicklung eine größere Dispersion, was auf das unterschiedliche Überschreiten der kritischen Parameter für das Einsetzen der effektiven Strahlungskühlung zurückzuführen ist.

Im Zusammenhang mit der Interpretation der COMPTEL Beobachtungen der 1.809 MeV Emission ist insbesondere die Dispersion der Blasenradien von Bedeutung, da auf Grund der langen Lebensdauer von ^{26}Al erwartet werden kann, daß ^{26}Al über die gesamte Blase verteilt ist. Daher begrenzen die Blasenradien das Quellgebiet für die 1.809 MeV Emission einer OB Assoziation. Die Dispersion liegt bei maximal 30 pc. Für nicht zu nahe OB Assoziationen bzw. Superblasen spielt daher die Dispersion der Blasenradien auf Grund von populationstatistischen Effekten keine Rolle, da die Differenzen umgerechnet in Winkeleinheiten kleiner sind als die Winkelauflösung von COMPTEL.

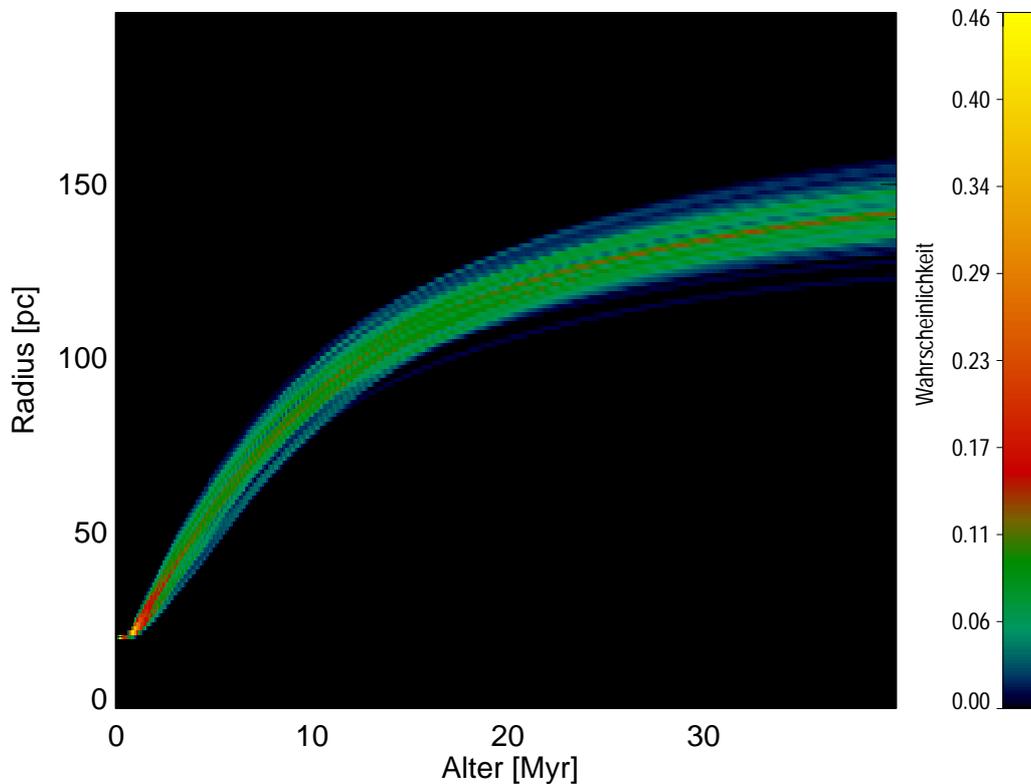


Abbildung 4.52: Fluktuation des Blasenradius für 100 MC-Assoziationen (100 Sterne)

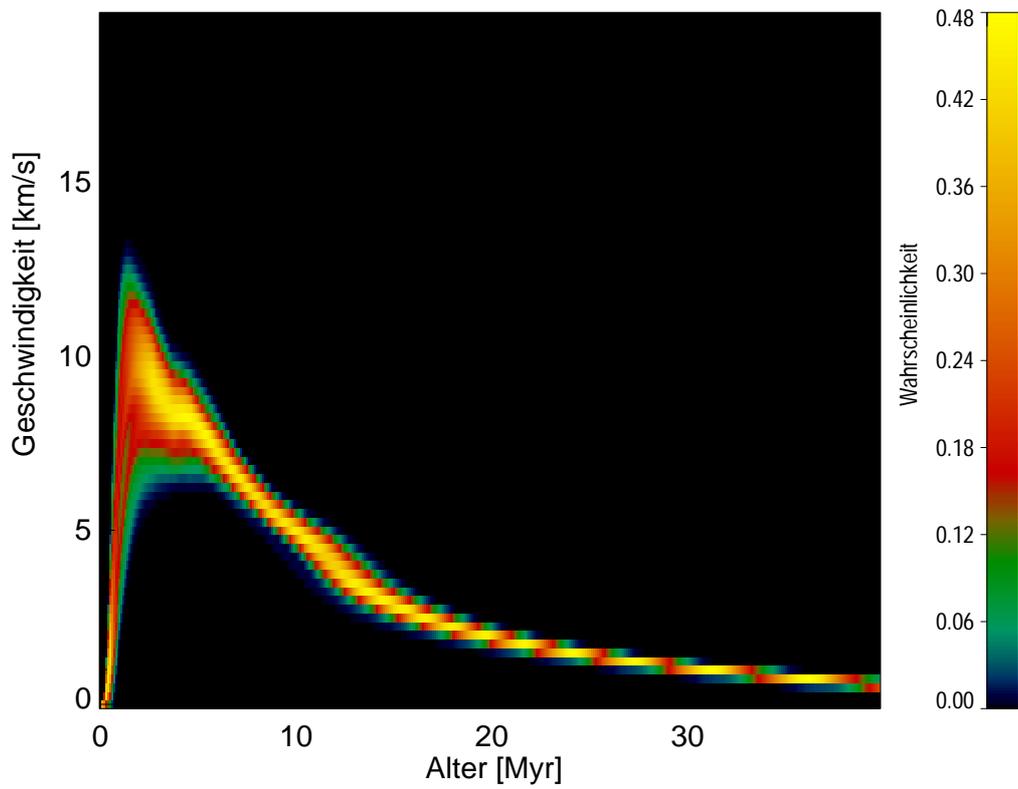


Abbildung 4.53: Fluktuation der Expansionsgeschwindigkeit für 100 MC-Assoziationen (100 Sterne)

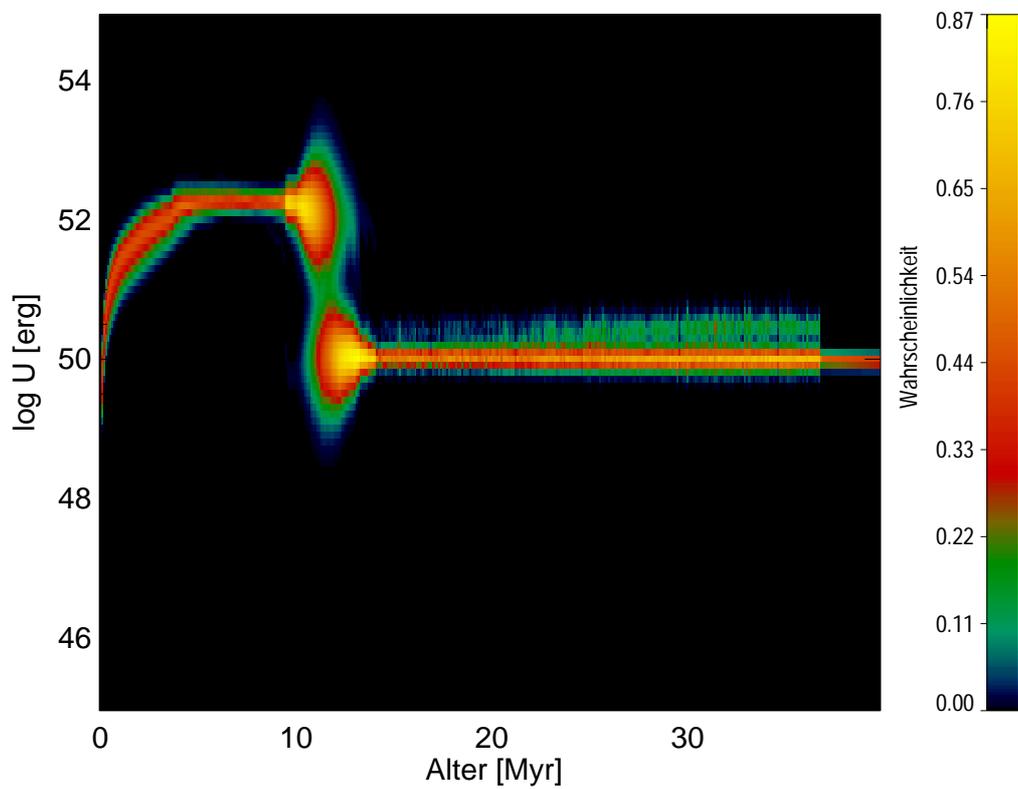


Abbildung 4.54: Fluktuation der inneren Energie für 100 MC-Assoziationen (100 Sterne)

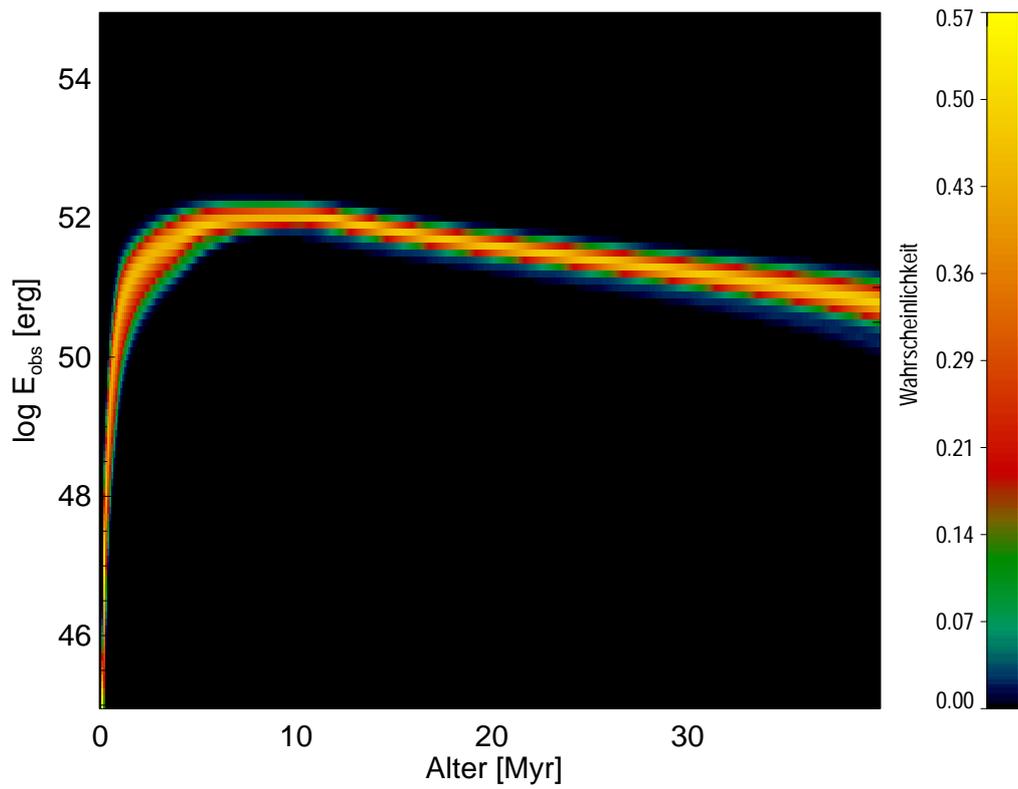


Abbildung 4.55: Fluktuation der kinetischen Expansionsenergie für 100 MC-Assoziationen (100 Sterne)

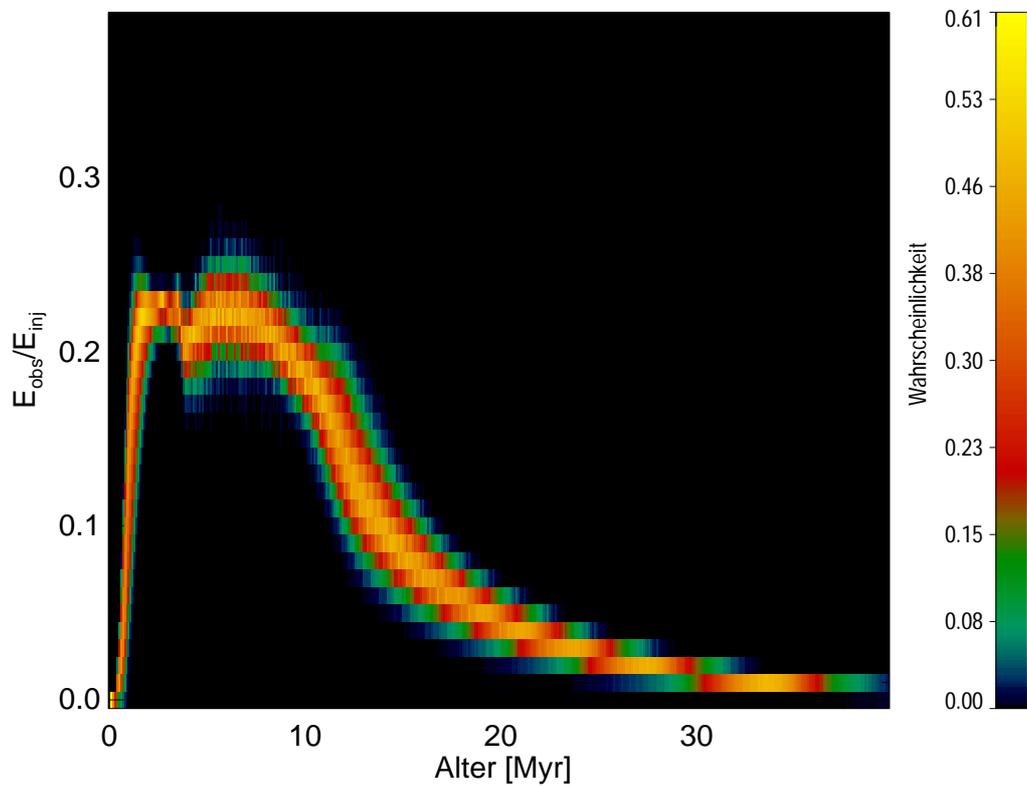


Abbildung 4.56: Fluktuation der kinetischen Energiekonversion für 100 MC-Assoziationen (100 Sterne)

Kapitel 5

Ein Modell der Cygnus Region

Als *Cygnus Region* wird im Zusammenhang der Interpretation der COMPTEL 1.809 MeV Beobachtungen ein ca. 0.43 sr großes Himmelsareal zwischen 65.0° und 100.0° galaktischer Länge sowie -15.0° und $+25.0^\circ$ galaktischer Breite bezeichnet, welches sich um das Sternbild *Schwan* (Cygnus) erstreckt (Abschnitt 2.6). Abbildung 5.1 zeigt das Sternbild **Schwan** vor dem Hintergrund der Maximum Entropy 1.809 MeV Karte in galaktischen Koordinaten. Der Kernbereich der ^{26}Al -Emission wird vom Sternbild überspannt. Allerdings zeigt die Überlagerung, daß das Emissionsgebiet der 1.809 MeV Strahlung zu größeren galaktischen Längen hin ausgedehnt erscheint.

Die Cygnus Region zählt neben Gebieten wie Orion, Vela und Carina zu den aktiven Sternentstehungsgebieten der Milchstraße. Dabei erscheint dieses Gebiet u.a. auf Grund seiner relativen Lage in der Milchstraße als besonders aktiv. Da die Sonne mit einem galaktischen Radius von 8.0 ± 1.0 kpc (z.B. Reid (1993), Carney et al. (1995), McNamara et al. (2000)) auf der dem galaktischen Zentrum zugewandten Seite des lokalen Spiralarms liegt (Cohen et al. 1980, Elmegreen 1985, Dame et al. 1986), durchläuft der Sehstrahl den lokalen Spiralarm in Richtung der Cygnus Region auf einer Länge von ca. 4 kpc quasi-tangential, was eine Vielzahl stellarer und interstellarer Phänomene erwarten läßt.

Der *Galactic O Star Catalogue (OSC82)* (Garmany et al. 1982) listet 91 O Sterne in der oben definierten Region. Abbildung 5.2 zeigt die Verteilung dieser Sterne als Überlagerung mit der Kontur der COMPTEL 1.8 MeV Karte. Die Größe der Symbole kodiert dabei die Entfernung der jeweiligen Sterne, das Symbol ihre Zugehörigkeit bzw. Nichtzugehörigkeit zu einer Assoziation. Die starke Extinktion im optischen Bereich (Dickel und Wendker 1978) läßt jedoch erwarten, daß die Populationsstatistik auch für junge, heiße Sterne Selektionseffekten unterliegt. Die über das beobachtete Himmelsareal ungleichmäßige Extinktion wird durch Molekülwolkenkomplexe bestimmt, welche Teil des lokalen Spiralarms sind und durch das *Cygnus Molecular Rift* in etwa 500 bis 1000 pc Entfernung dominiert werden (Dame et al. 1986, Belloni et al. 1997). Beispielsweise hat die Neubestimmung der Massenfunktion der Cygnus OB2 Assoziation auf Basis von $2\mu\text{m}$ -Beobachtungen ergeben, daß im Bereich dieser Assoziation etwa 120 O Sterne zu beobachten sind (Knödlseher 2000). Populationsstudien auf optischem Wege haben dagegen nur etwa 40 bis 50 O Stern-Mitglieder der Assoziation ergeben (Massey et al. 1995).

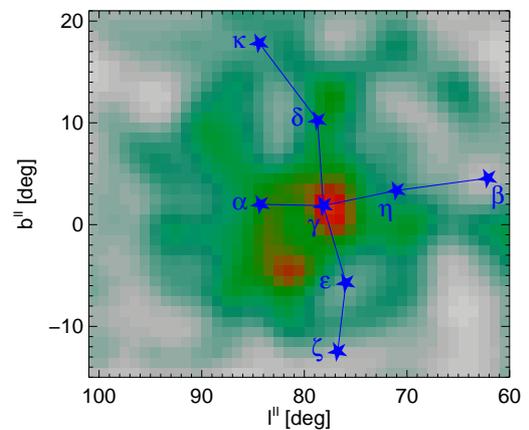


Abbildung 5.1: Das Sternbild *Schwan* vor dem Hintergrund der 1.8 MeV Karte

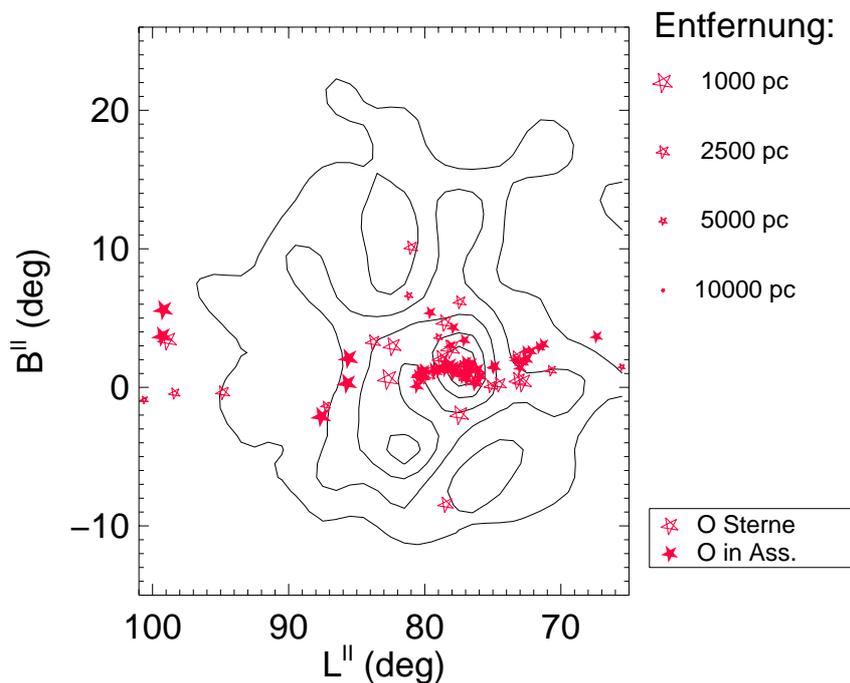


Abbildung 5.2: Positionen von bekannten O Sternen (OSC82) in der Cygnus Region. Die Konturlinien geben die COMPTEL Maximum Entropie Karte der 1.809 MeV Emission der Cygnus Region wieder. Die Symbolgröße kodiert die Entfernung und das Symbol die Mitgliedschaft zu einer Assoziation.

Für die Anreicherung des interstellaren Mediums mit ^{26}Al ist die O Sternpopulation allerdings von zweitrangiger Bedeutung (auch bei Berücksichtigung von stellarer Rotation erreichen die Beiträge von O Sternen maximal 15% (Kapitel 3) der Gesamterträge der hydrostatischen Phase massiver Sterne). Wolf-Rayet Sterne und junge Supernova-Überreste können hingegen zu einer signifikanten Anreicherung interstellaren ^{26}Al 's führen (Kapitel 3). Abschnitt 5.1 widmet sich daher zunächst der Untersuchung bekannter Wolf-Rayet Sterne und Supernova-Überreste und ihres Beitrags zur beobachteten 1.809 MeV Intensität der Cygnus Region. Im Bezug auf die in Abschnitt 5.3 diskutierten, auf Populationssynthese beruhenden 1.809 MeV Flüsse der Cygnus OB Assoziationen stellt der Beitrag der bekannten Einzelquellen eine zusätzliche Komponente dar, welche in den Intensitätsmodellen nicht vernachlässigt werden darf.

5.1 ^{26}Al von diskreten Einzelquellen

5.1.1 diskrete ^{26}Al -Quellen: räumliche Verteilung & 1.8 MeV Emission

Basierend auf überarbeiteten Versionen des *VI. Wolf-Rayet Star Catalogues* (van der Hucht et al. 1988, Conti und Vacca 1990) sowie einem Katalog galaktischer Supernova-Überreste (Green 1996, Taylor et al. 1992) wurde erstmals eine Einzelquellenanalyse der 1.809 MeV Emission der Cygnus Region durchgeführt (del Rio et al. 1996). Ausgehend von den vorhergesagten ^{26}Al -Erträgen detaillierter Nukleosynthesemodelle (WR: Prantzos (1991), Langer et al. (1995); SN: Weaver und Woosley (1993)) und den katalogisierten Positionen und Entfernungen ergibt sich ein Intensitätsmodell der 1.809 MeV Emission durch die bekannten Quellkandidaten. Da in der Regel weder für die Wolf-Rayet Sterne noch für die Vorgängersterne der Supernova-Überreste Schätzungen der Anfangsmassen verfügbar sind, wurde in dieser Analyse die integralen Erträge

Nr.	ID	Spektraltyp		Position		Entfernung		$\Phi_{1.809\text{MeV}}$	
		VII. WRC	VI. WRC	l [°]	b [°]	kpc	kpc	$10^{-7}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	
1	WR 129	WN4	WN6	66.16	+2.44	6.44	11.0	0.46	0.13
2	WR 138	WN5	WN6	75.23	+1.11	1.26	3.40	12.	3.3
3	WR 141	WN5	WN6	75.33	+0.08	1.26	2.10	12.	3.3
4	WR 139	WN5	WN5+	76.60	+1.43	1.90	2.40	5.3	1.4
5	WR 133	WN5	WN4.5+	72.65	+2.06	2.14	1.20	4.1	1.1
6	WR 149	WN5	WN6-7	89.53	+0.65	4.00	6.50	1.2	0.33
7	WR 136	WN6	WN6	75.48	+2.43	1.26	1.50	12.	3.3
8	WR 134	WN6	WN6	73.45	+1.55	1.74	2.2	6.3	1.7
9	WR 145	WN7	WN3	79.69	+0.66	0.50	0.50	76.	21.
10	WR 131	WN7	WN7+	69.90	+1.71	11.78	9.0	0.14	0.04
11	WR 147	WN8	WN8	79.85	-0.32	.65	0.63	45.	12.
12	WR 130	WN8	WN8	68.22	+0.98	2.68	2.30	2.6	0.73
13	WR 148	WN8	WN7	90.08	+6.47	8.28	5.20	0.28	0.08
14	WR 145a	WNE	–	79.84	+ 0.69	9.00	–	0.23	0.06
15	WR 144	WC4	WC4	80.04	+0.93	0.79	1.70	3.0	0.84
16	WR 143	WC4	WC5	77.50	-0.05	1.07	2.1	17.	4.6
17	WR 150	WC5	–	96.13	-2.48	5.08	–	0.73	0.20
18	WR 146	WC6	WC4	80.56	+0.45	0.72	1.00	37.	10.
19	WR 132	WC6	WC6	69.46	+1.10	3.87	7.10	1.3	0.35
20	WR 140	WC7	WC7+	80.93	+4.18	1.10	0.80	16.	4.3
21	WR 137	WC7	WC7+	74.33	+1.09	2.38	1.60	3.3	0.92
22	WR 135	WC8	WC8	73.65	+1.28	1.74	3.10	6.3	1.7
23	WR 142	WO2	WO2	75.73	+0.30	0.95	0.60	21.	5.8
								310.	85.

Tabelle 5.1: WR Sterne der Cygnus Region: Die Sterne sind nach ihrer Spektralklassifikation sortiert. Die Position ist in galaktischen Koordinaten angegeben. Die Daten sind dem Wolf-Rayet Catalogue (van der Hucht 2000) entnommen. Vergleichsweise listen Spalte 4 und 8 die entsprechenden Angaben aus dem VI. WR-Katalog (van der Hucht et al. 1981, 1988, Conti und Vacca 1990). Die Flußwerte sind für zwei Synthesemodelle berechnet. Die Werte der linken Spalte beruhen auf den Modellen von Meynet et al. (1997), während die rechte Spalte auf die konservativeren Modelle von Ødegaard (1996) zurückgreift.

gemäß einer angenommenen Anfangsmassenverteilung gewichtet gemittelt. *del Rio et al.* (1996) wählten dazu ein Potenzgesetz mit einem Exponenten von -2.7^1 für Anfangsmassen zwischen 11 und $40 M_{\odot}$ für SNR-Vorgänger bzw. 40 und $100 M_{\odot}$ für Wolf-Rayet Sterne. Abhängig von den gewählten Nukleosynthesemodellen führt das resultierende Intensitätsmodell bis zu 80% der beobachteten 1.809 MeV Emission der Cygnus Region auf bekannte Einzelquellen zurück.

Neben neueren Nukleosynthese-Modellen (Kapitel 3) liegen mit dem *VII. Wolf-Rayet Star Catalogue* (van der Hucht 2000) und dem *Catalogue of Galactic Supernova Remnants (2000 August version)* (Green 2000) auch vollständig revidierte Versionen der entsprechenden Quellkataloge vor. Tabelle 5.1 listet die Wolf-Rayet Sterne der Cygnus Region zusammen mit ihren Positionen, Spektralklassifikationen und Entfernungsabschätzungen. Die Wolf-Rayet Sterne sind dabei in der Tabelle zunächst nach ihrer Klassifikation (frühe Wolf-Rayet Phasen zuerst) und dann nach ihrer geschätzten Entfernung sortiert. Diese Sortierung orientiert sich an den zu erwartenden ^{26}Al -Beiträgen, welche für frühe Wolf-Rayet Phasen deutlich höher sind als für späte. Allerdings

¹Dies entspricht einem Wert $\Gamma = 1.7$ in der in Kapitel 4 eingeführten Notation.

sind die Dauern der entsprechend späteren Phasen deutlich kürzer als die Lebensdauer von ^{26}Al , so daß die den in der Tabelle ebenfalls eingetragenen Flußwerten zugrundeliegende Annahme, eines einheitlichen mittleren Ertragswertes durch die Unterschiede in den Wolf-Rayet-Phasen durch die Fehler in der Mittelung deutlich überwogen werden dürften. Nach diesem neuen Katalog finden sich in der Region 14 WN- (einer als WNE klassifiziert), 8 WC- und 1 WO-Stern. Ergänzend sind bezüglich der Klassifikation und der photometrischen Entfernungsschätzung vergleichsweise die entsprechenden Werte des VI. WR-Katalogs angegeben, wie sie der Arbeit von *del Rio et al.* (1996) zu Grunde liegen.

Zusammenfassend ergeben sich integrale 1.809 MeV Flußwerte des durch bekannte Wolf-Rayet Sterne der Cygnus Region freigesetzten ^{26}Al zwischen 0.85 und $3.1 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Unterscheidet man die Wolf-Rayet Sterne nach ihrer etwaigen Zugehörigkeit zu OB Assoziationen, so ergibt sich ein Beitrag der nicht-assozierten Wolf-Rayet Sterne zwischen 0.4 und $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, also etwa der Hälfte des modellierten 1.809 MeV Flusses. Diese Komponente spielt im Zusammenhang eines auf Populationssynthese aufgebauten ^{26}Al -Emissionsmodells der Cygnus OB Assoziationen die Rolle einer zur Gesamtemission beitragenden zusätzlichen Komponente. Innerhalb der Fehlergrenzen deckt sich Beitrag der Wolf-Rayet Sterne zum 1.809 MeV Fluß der Cygnus Region mit dem von *del Rio et al.* (1996) veröffentlichten Wert $((0.76 - 3.6) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$.

Auch im Falle der Wolf-Rayet Sternpopulation ist analog zur O Sterndichte zu erwarten, daß die Populationsliste auf Grund der mit den Molekülwolken verbundenen Extinktion des Sternlichts unvollständig ist. Insbesondere in Bereichen, in denen sich eine Häufung von jungen Sternen andeutet (Assoziationen und Clustern), könnten evtl. unentdeckte oder aber falsch klassifizierte Sterne zu finden sein. Zumal die bekannten Assoziationen in den Randbereichen der Molekülwolken beobachtet werden (Abschnitte 5.2 und 5.3).

Tabelle 5.2 faßt die relevanten Daten der Supernova-Überreste (SNR) der Cygnus Region zusammen. Nur etwa für die Hälfte der bekannten Supernova-Überreste sind dem zu Folge Alters- und Entfernungsschätzungen bekannt. Während *del Rio et al.* (1996) Supernova-Überreste mit schlecht bestimmten Parametern vernachlässigen, werden in meinem Ansatz diese SNR explizit behandelt. Für Supernova-Überreste mit bekannten Alters- und Entfernungsschätzungen wurde, dem Vorgehen für Wolf-Rayet Sterne folgend, auf der Grundlage eines IMF-gewichteten Ertragswertes für die explosive ^{26}Al -Freisetzung (*Woosley und Weaver* (1995a): $3.74 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$; *Langer et al.* (1995): $1.27 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$) entsprechende 1.8 MeV Flußwerte bestimmt. Für Supernova-Überreste mit schlecht oder nicht bekannten Entfernungen und Altern wurde die Vorgehensweise wie folgt modifiziert: Ausgehend von der Annahme, daß sich die betreffenden Supernova-Überreste in der Sedov-Taylor Phase ihrer Expansion befinden, kann unter der Annahme eines Alters und einer Umgebungsdichte mit Hilfe der Radius-Alter Beziehung (z.B. *Chevalier* (1977)) ein Liniarradius berechnet werden. Zusammen mit dem beobachteten Winkelradius ergibt sich eine Abschätzung für die Entfernung. Die so erhaltenen Wertepaare aus Entfernung und Alter erlauben allerdings nur die Abschätzung einer oberen Grenze für den Beitrag dieser Supernova-Überreste zum ^{26}Al -Inhalt der Cygnus Region. Die Annahme eines sehr geringen Alters führt zu einer Maximierung der ^{26}Al -Masse sowie zu sehr kleinen Radien und damit zu geringen Entfernungen, was an der Grenze zu Widersprüchen zwischen den Beobachtungsbefunden und den für diese Entfernungen zu erwartenden Beobachtbarkeiten führt. Im anderen Extrem folgen auf Grund der resultierenden großen Entfernungen ähnliche Widersprüche. Als geeignete Annahme erscheinen daher Alter von einigen 10^4 Jahren, womit sich Entfernungen zwischen einigen 100 und 10000 pc ergeben. Die auf diesen Annahmen basierenden Flußwerte sind in Tabelle 5.2 kursiv gesetzt. Der Beitrag der als oberer Grenzen geschätzten Supernova-Über-

Nr.	Position		Name	Ausdehnung		SNR Typ	Entf. kpc	Alter 10^4 yr	$\Phi_{1.809\text{MeV}}$ $10^{-7}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	
	l [°]	b [°]		a_1 [']	a_2 [']					
1	65.10	+0.60		90	50	Shell			5.4	1.8
2	65.30	+5.70		310	240	Shell?	0.8	24	5.4	1.8
3	65.70	+1.20	DA495	18	18	?			0.36	0.12
4	67.70	+1.80		9	9	Shell			0.09	0.03
5	68.60	-1.20		28	25	?			0.78	0.26
6	69.00	+2.70	CTB80	80	80	?			1.9	0.65
7	69.70	+1.00		16	16	Shell			0.28	0.1
8	73.90	+0.90		22	22	Shell?			1.9	0.65
9	74.00	-8.50	Cyg. Loop	230	160	Shell	0.44	1.8	22.	7.5
10	74.90	+1.20	CTB87	8	6	Filled	12.0	1.8	0.03	0.01
11	76.90	+1.00		12	9	?			0.12	0.04
12	78.20	+2.10	DR4	60	60	Shell			1.2	0.41
13	82.20	+5.30	W63	95	65	Shell			7.1	2.4
14	84.20	-0.80		20	16	Shell			0.27	0.09
15	84.90	+0.50		6	6	Shell			0.04	0.01
16	89.00	+4.70	HB21	120	90	Shell	0.8	1	6.8	2.3
17	93.30	+6.90	DA530	27	20	Shell	2.5	1.5	0.69	0.24
18	93.70	-0.20	DA551	80	80	Shell			7.1	2.4
19	94.00	+1.00	3C343.1	30	25	Shell			0.84	0.28
									63.	21.

Tabelle 5.2: Supernova-Überreste der Cygnus Region: Die SNR sind nach aufsteigender gal. Länge sortiert. Die Bestimmung des Supernova-Typs ist der Arbeit von *del Rio et al. (1996)* entnommen. Kommentare zu folgenden SNR: **1** Pulsar nahebei; **2** alte Entfernung 0.9 kpc; **6** alte Entfernung $d = 1.5$ kpc & Alter 10^4 yr; **8** alte Entfernung $d = 1.5$ kpc & Alter 10^4 yr; **9** alte Entfernung $d = 0.8$ kpc; **12** alte Entfernung $d = 1.5$ kpc & Alter 0.5 Myr; **14** alte Entfernung $d = 4$ kpc & Alter $\leq 10^4$ yr

reste beträgt demnach etwa ein Drittel der SNR-Komponente. Für Supernova-Überreste mit bekannten Alters- und Entfernungswerten ergibt sich ein integraler Flußbeitrag zwischen 1.4 und $4.0 \cdot 10^{-6} \text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Als obere Grenze für den Beitrag der Cygnus SNR ergeben sich Werte zwischen 2.1 und $6.3 \cdot 10^{-6} \text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Abbildung 5.3 zeigt analog zu Abbildung 5.2 eine Überlagerung der Positionen von Wolf-Rayet Sternen und Supernova-Überresten mit der COMPTEL 1.809 MeV Maximum Entropie Karte der Cygnus Region (Abschnitt 2.6). Die Symbolgrößen (WR) bzw. die Strichstärke (SNR) kodieren dabei die Entfernungen der einzelnen Objekte.

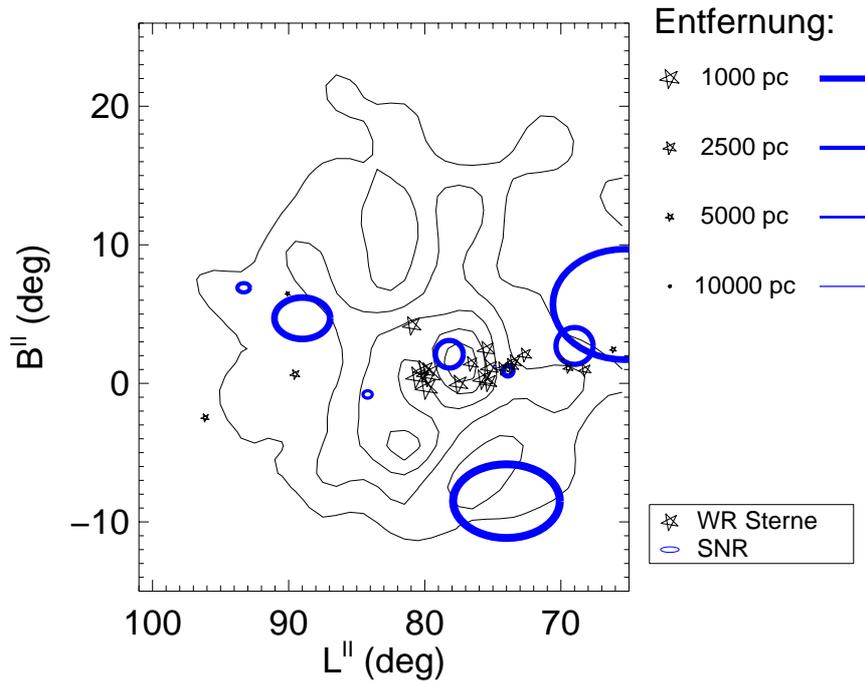


Abbildung 5.3: Positionen von bekannten Wolf-Rayet Sternen und Supernova-Überresten in der Cygnus Region. Die Konturlinien geben die COMPTEL Maximum Entropie Karte der 1.809 MeV Emission der Cygnus Region wieder. Die Durchmesser der Ellipsen entsprechen den beobachteten Winkelgrößen der Supernova-Überreste. Ihre Entfernung ist als Farbbalken kodiert (siehe Legende).

Um einen besseren Überblick über die betrachtete Region zu gewinnen, zeigen die Abbildungen 5.4 und 5.5 den Himmelsausschnitt in Form einer Aufsicht auf die galaktische Scheibe. Ursprung des Koordinatensystems ist dabei das galaktische Zentrum. Die Darstellung geht von einem galaktozentrischen Radius der Sonne von 8 kpc aus. Abbildung 5.4 zeigt die durch Selektionseffekte bedingte Konzentration der bekannten Objekte bis zu einem heliozentrischen Abstand von 3.5 bis 4 kpc. Der gestrichelte Viertelkreis markiert die kreisförmig angenommene Umlaufbahn der Sonne um das galaktische Zentrum. Zur besseren Sichtbarkeit sind in dieser Abbildung die Größen der Supernova-Überreste und der OB Assoziationen (Abschnitt 5.3) zehnfach vergrößert dargestellt. Abbildung 5.5 zeigt eine Vergrößerung des Gebietes in Richtung der Cygnus Region bis zu etwa 3 kpc. Die Ausdehnungen der Supernova-Überreste entsprechen in dieser Darstellung ihrer geschätzten Linearausdehnungen in kpc. Im Falle der OB Assoziationen entspricht die kleinere Halbachse der beobachteten Winkelausdehnung von einem Betrachter in Sonnennähe und die große Halbachse gibt den Streubereich der Entfernungsabschätzungen der Assoziationen wieder.

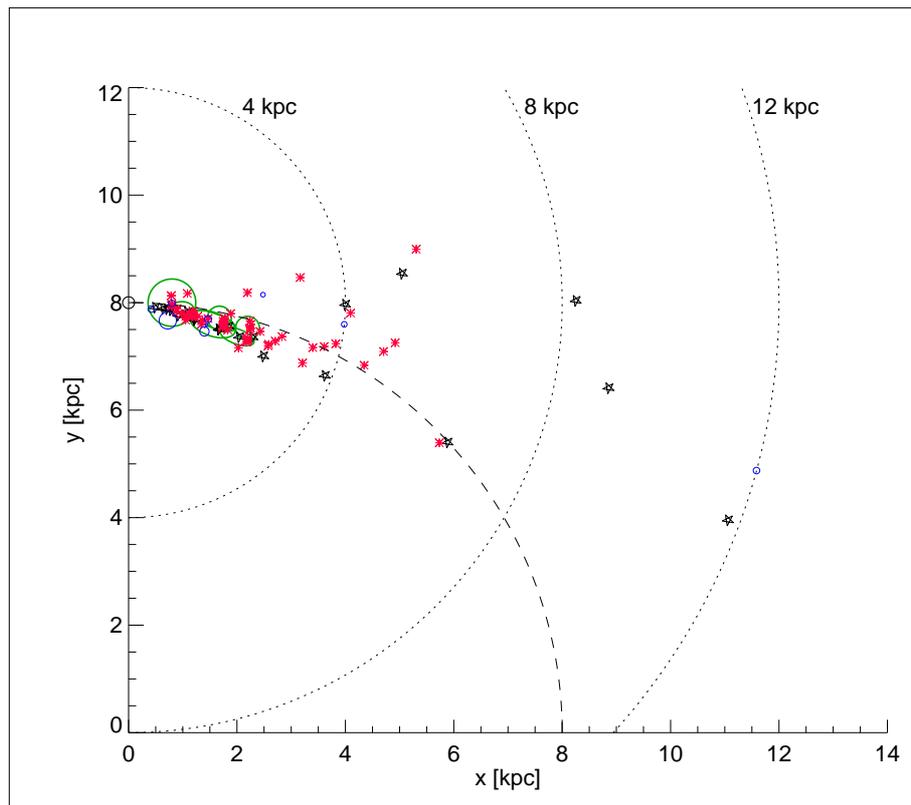


Abbildung 5.4: Projektion der Katalogdaten als Aufsicht auf den Quadranten der galaktische Scheibe. Die punktierten Halbkreise markieren den Abstand zur Sonne, während der gestrichelte Viertelkreis die Umlaufbahn der Sonne um das galaktische Zentrum wiedergibt. Um die Sichtbarkeit zu verbessern, wurden die Markierungen der Supernova Überreste (blaue Striche) bezüglich ihrer Winkelausdehnung zehnfach vergrößert dargestellt.

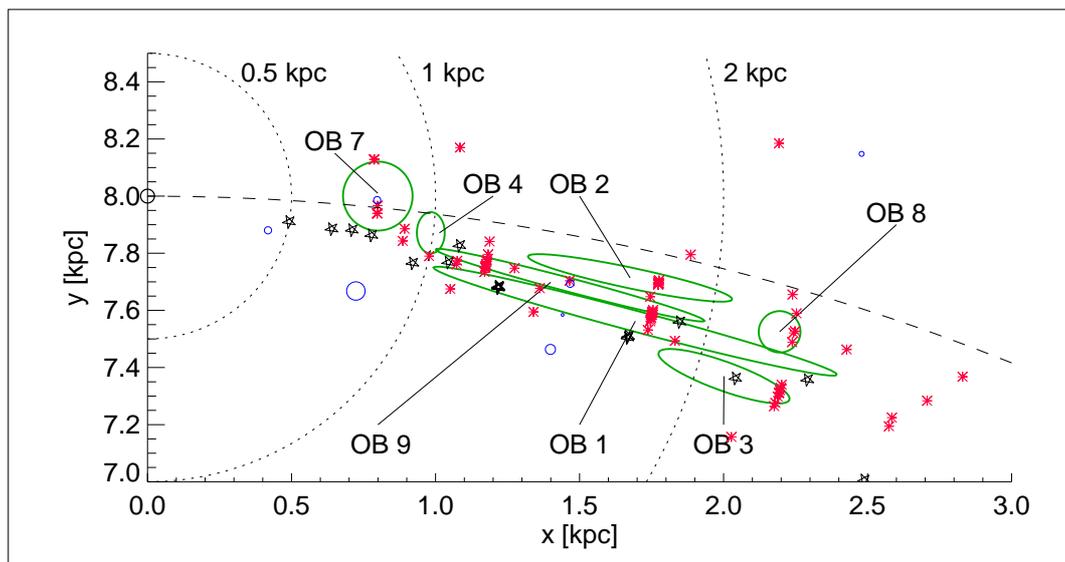


Abbildung 5.5: Ausschnittsvergrößerung des galaktischen Quadranten. Die große Halbachse der Assoziationsellipsen symbolisiert die Unsicherheit der Entfernungsabschätzung, die kleine Halbachse gibt die in linear Dimensionen übersetzte maximale Winkelausdehnung der Assoziation an. Insbesondere die Entfernungsabschätzung der O-Sterne erscheint als sehr groß. Die Supernova Überreste sind in dieser Darstellung maßstabsgetreu eingezeichnet.

5.1.2 diskrete ^{26}Al -Quellen: Vorhersagen & ihre Unsicherheiten

Durch Addition der Beiträge der Wolf-Rayet Population sowie der Supernova-Überreste der Cygnus Region ergibt sich ein Beitrag durch diskrete, bekannte Einzelquellen zwischen 1.1 und $3.7 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Bei Beschränkung auf die gut bestimmten Supernova-Überreste liegen die erwarteten Werte zwischen 1.0 und $3.5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Abbildung 5.6 zeigt eine Modellkarte der erwarteten 1.809 MeV Emission auf Grund dieser Einzelquellen. Der Abbildung wurde dabei eine Auflösung von $1^\circ \times 1^\circ$ zugrunde gelegt, wie sie in den COMPTEL Karten Verwendung findet. Nur die sehr nahen Supernova-Überreste erstrecken sich dabei über mehr als ein Bildpixel. Von besonderem Interesse ist der Beitrag durch Cygnus Loop, welcher den stärksten ausgedehnten Beitrag liefert. Des weiteren sticht die Konzentration der ^{26}Al -Quellen entlang des galaktischen Äquators zwischen 70° und 80° gal. Länge ins Auge. Faltet man das Emissionsmodell mit einer gaußförmigen Punktbildfunktion mit einer Breite von 3.8° (FWHM), was in etwa der Auflösung des COMPTEL Instrumentes bei 1.8 MeV entspricht, so resultiert das in Abbildung 5.7 gezeigte Bild des Emissionsgebietes, welches direkt mit der COMPTEL Karte verglichen werden kann (Abbildungen 2.23 und 2.24).

Zunächst fällt auf, daß die Position des Intensitätsmaximum der geglätteten Modellkarte in etwa mit der Position der Maxima in den rekonstruierten COMPTEL 1.8 MeV Karten übereinstimmt. Die MaxEnt-Karte zeigt allerdings ein zweites Nebenmaximum, daß in der modellierten Karte keine Entsprechung findet. Im Gegensatz zu der relativ guten morphologischen Übereinstimmung zeigt aber ein Vergleich der integralen Flußwerte, welche der Modellkarte zugrunde liegen, daß der modellierte Gesamtfluß um einen Faktor 2 bis 3 unter den rekonstruierten Werten liegt. Dies schlägt sich auch in der in Abbildung 5.7 dargestellten Intensitätsverteilung nieder. Zu dem fällt die rekonstruierte Emission in beiden Fällen zu größeren galaktischen Längen hin nicht so stark ab wie das Emissionsmodell. Und letztlich werden die Charakteristika der rekonstruierten Karten bei größeren galaktischen Breiten $|b|$ durch das Modell nicht oder nur mäßig gut erklärt.

Wie bereits angedeutet, wird die Vollständigkeit der Populationslisten durch die starke aber räumlich variierenden Extinktion auf Grund der Verteilung von Molekülwolkenkomplexen in Richtung der Cygnus Region stark beeinträchtigt (Abschnitt 5.2), insbesondere zu späteren Spektraltypen hin ist mit steigender Unvollständigkeit der Beobachtungsdaten zu rechnen. Die Populationszahlen für sehr frühe Spektraltypen werden durch sehr dichte Molekülwolkenstrukturen und das Vorhandensein von Überresten der protostellaren Hüllen beeinflusst. Von welcher Bedeutung die interstellare Absorption für die Schätzung von Populationsgrößen sein kann, zeigt die kürzlich von *Knödlseher* (2000) auf Basis der *2MASS*-Nahinfrarotdaten veröffentlichte Neubestimmung der Populationsverteilung für die Cygnus OB Assoziation *Cyg OB2* (Abschnitt 5.3). Der Übergang von optischer Beobachtung in den Bereich der durch die interstellare Extinktion nahezu unbeeinflussten Nahinfrarotstrahlung eröffnet die Möglichkeit die Populationslisten zu vervollständigen. So liefert die $2\mu\text{m}$ -Untersuchung der Cygnus OB2 Assoziation eine um einen Faktor 3 bis 4 größere O Sternpopulation als sie älteren Abschätzungen zu entnehmen ist (z.B. *Massey und Thompson* (1991), *Massey et al.* (1995)).

Wie im Falle der OB2 Studie von *Knödlseher* (2000) beruhen ferner viele Spektraltypbestimmungen auf photometrischen Beobachtungen und zugehörigen Spektralkalibrationen. Insbesondere die Trennung von heißen OB-Sternen und Wolf-Rayet Typen ist dabei aber umstritten. So daß z.B. die auf den *2MASS*-Daten basierende photometrische Entdeckung von etwa 80 zusätzlichen O-Sternen in Cygnus OB2 einen gewissen Anteil an Wolf-Rayet Sternen erwarten läßt.

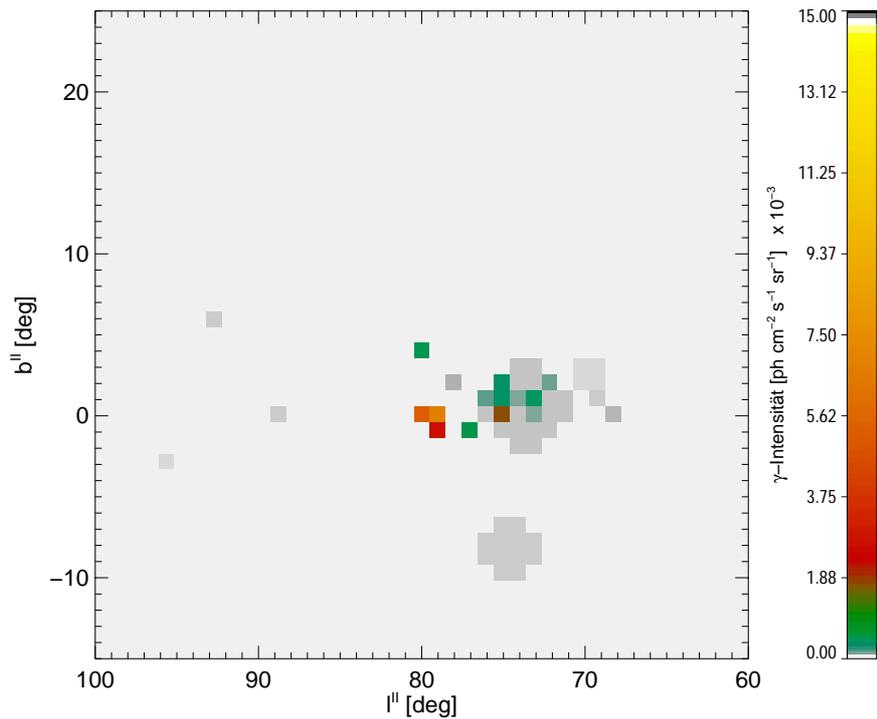


Abbildung 5.6: Modellkarte der 1.809 MeV Emission durch diskrete Einzelquellen in der Cygnus Region. Der Beitrag der Supernova-Überreste wurde in dieser Karte als homogene Kreisscheibe angenommen. Auf Grund der geringen Auflösung ist eine exaktere Beschreibung im Vergleich zu den anderen Unsicherheiten vernachlässigbar.

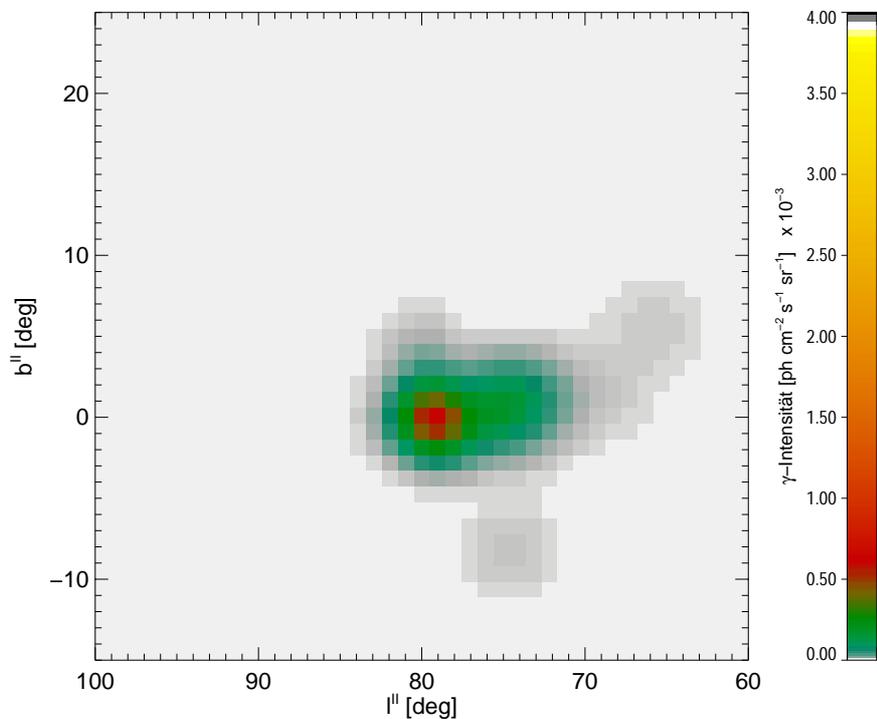


Abbildung 5.7: Geglättete Modellkarte der 1.809 MeV Emission durch diskrete Einzelquellen in der Cygnus Region. Zur Simulation der Abbildungseigenschaften des COMPTEL Teleskops wurde das Emissionsmodell aus Abbildung 5.6 mit einer gaußförmigen Punktbildfunktion der Breite 3.8° (FWHM) gefaltet.

Weitere Unsicherheiten in den Beiträgen der diskreten Einzelquellen finden sich in der Modellierung der Supernova-Überreste. Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erörtert, existiert nur etwa für die Hälfte der Supernova-Überreste eine unabhängige Alters- und Entfernungsschätzung. Die für mein Modell angenommene Sedov-Lösung hängt stark vom angenommenen Alter und der Dichte des umgebenden Mediums ab. Desweiteren stellt sich die Frage, wie lange ein Supernova-Überrest unter gegebenen äußeren Bedingungen als solcher beobachtet werden kann. Unter Umständen ist die Dauer der Beobachtbarkeit deutlich kürzer als die Lebensdauer der radioaktiven ^{26}Al , so daß evtl. Quellen nicht mehr identifiziert werden können. Schließlich unterschlägt mein Modellansatz mögliche, im Vordergrund sitzende Quellen, wie z.B. Spallationsreaktionen mit der kosmischen Strahlung in direkter Sonnenumgebung.

5.2 Das interstellare Medium in der Cygnus Region

5.2.1 Molekülwolken in der Cygnus Region

In den vorangegangenen Abschnitten wurde bereits des öfteren die Verteilung molekularen Gases in Richtung der Cygnus Region als Erklärung für Defizite z.B. der Stellarstatistik herangezogen. Das interstellare Medium läßt sich grob in drei Phasen einteilen, die heiße, ionisierte Phase, in der Wasserstoff den Zustand HII innehat, die neutrale Gasphase, in welcher Wasserstoff hauptsächlich einatomig, neutral vorkommt, und die molekulare Gasphase, in der der Wasserstoff in Form von H_2 -Molekülen zu finden ist (vgl. Kapitel 3).

Die Extinktion des sichtbaren Sternlichtes ist insbesondere durch die dichten Gebiete der Molekül- und Staubphasen des interstellaren Mediums dominiert. Im Gegensatz zu den ionisierten und neutralen, einatomigen Gasphasen des interstellaren Mediums kann die Molekularphase nur bedingt mit Hilfe des dominanten Elements Wasserstoff beobachtet werden: Das ionisierte Medium läßt sich u.a. gut anhand der Wasserstoffrekombinationsstrahlung (z.B. Linienstrahlung der Balmer Serie) untersuchen, während die Beobachtung des Feinstrukturübergangs des neutralen, einatomigen Wasserstoffs bei 1.42 GHz (21 cm Linie) die Untersuchung des neutralen, atomaren ISM erlaubt. Molekulares Gas läßt sich i.a. gut mit Hilfe der Strahlung aus Rotationsübergängen der Moleküle beobachten. Da Wasserstoffmoleküle in den Rotationszuständen aber kein Dipolmoment ausweisen, sind Übergänge mit $\Delta J = \pm 1$ verboten und es können nur magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolübergänge mit $\Delta J = \pm 2$ stattfinden. Diese haben aber deutlich geringere Übergangswahrscheinlichkeiten, so daß die resultierende Strahlung der Wasserstoffmoleküls geringe Intensität aufweist. Der niedrigste, erlaubte Rotationszustand des Wasserstoffmoleküls mit $\Delta J = \pm 2$ entspricht zu dem einer Temperatur von 510 K. In typischen Dunkelwolken, welche die Extinktion dominieren, herrschen allerdings Temperaturen von maximal einigen hundert Kelvin, so daß die Anregung der H_2 Moleküle gering ist. Bei diesen Bedingungen erweisen sich Moleküle mit erlaubten Dipolübergängen aber niedrigeren Häufigkeiten als effizientere Strahlungsemitter. So eignet sich insbesondere der $J = 1 \rightarrow 0$ Rotationsübergang des CO-Moleküls bei 115 GHz zur Bestimmung der Säulendichte molekularen Gases im Sehstrahl.

In Richtung der Cygnus Region findet sich u.a. das sog. *Cygnus Molecular Rift (CMR)*, das sich etwa zwischen 70° und 85° gal. Länge und -5° und $+5^\circ$ gal. Breite erstreckt und den Raum in einer Entfernung zwischen 500 pc und 1 kpc ausfüllt. In etwa derselben Entfernung findet sich im Anschluß zwischen 87° und 98° ein weiterer Molekülwolkenkomplex, der in Zusammenhang mit Cygnus OB7 gesehen wird (*Belloni et al.* 1997). Abbildung 5.8 zeigt das CMR und den OB7-Komplex in den geschwindigkeitsintegrierten CO-Karten von *Dame et al.* (1987).

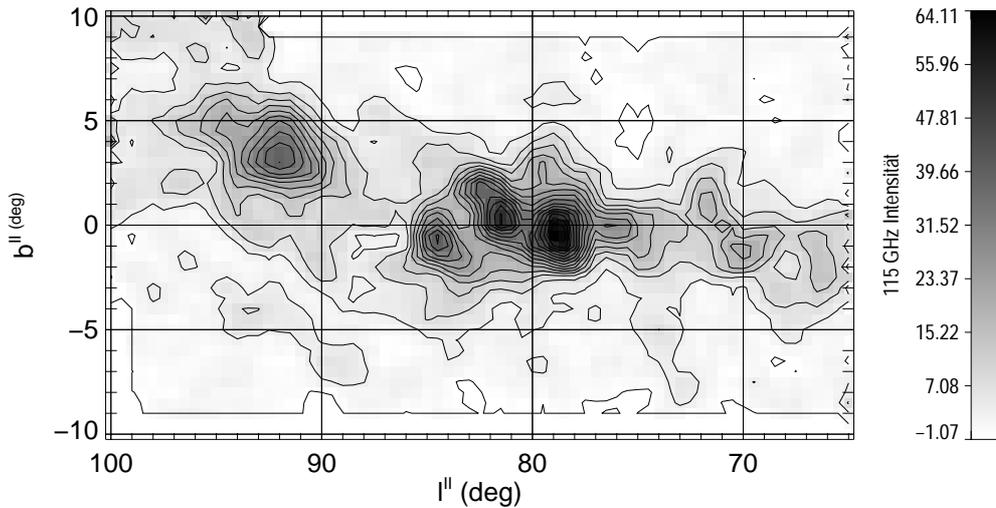


Abbildung 5.8: 115 GHz Karte des $J = 1 \rightarrow 0$ Rotationsübergangs von CO der zentralen Cygnus Region integriert über den Geschwindigkeitsbereich $-10 \leq v_{\text{LSR}} [\text{km/s}] \leq 20$ (Dame et al. 1987).

Leung und Thaddeus (1992) haben eine höher aufgelöste Durchmusterung der Cygnus Region bei 115 GHz durchgeführt und im wesentlichen die in Abbildung 5.8 gefundene Struktur bestätigt. In Abschnitt 5.3.3 wird die Verteilung interstellarer Molekülwolken zur Extinktionskorrektur der synthetischen Populationen der Cygnus OB Assoziationen (Abschnitt 5.3.2) herangezogen.

5.2.2 HI- und HII-Strukturen in der Cygnus Region

Die Verteilung von neutralem und ionisiertem Gas in der Cygnus Region weist bei Entfernungen zwischen etwa 0.5 und 3 kpc eine komplexe Struktur auf. Neben einer Vielzahl kompakter HII-Regionen, welche mit der Aktivität heißer, junger OB-Sterne verknüpft sind, finden sich Halos ionisierter Materie um Regionen höherer Sterndichte (Abschnitt 5.3). Auch die Verteilung des neutralen Mediums weist charakteristische Strukturen auf verschiedenen Größenskalen auf. So finden sich neben einer Vielzahl einzelner Windblasen um OB- und Wolf-Rayet Sternen auch Supernova-Überreste und einige großskalige HI-Superblasen. Besonders deutlich treten diese Strukturen um die OB Assoziationen Cygnus OB1 und OB3 auf. U.a. haben Lozinskaya und Sitnik (1988) sowie Dewdney und Lozinskaya (1994) in Durchmusterungen der Cygnus Region im Bereich der 21cm-Linie Superblasen-Strukturen in der HI-Verteilung um diese Assoziationen gefunden. Saken et al. (1992) haben unter Verwendung von IRAS Skyflux Bildern und einem neuen OB Katalog der Cygnus Region eine vollständige, klar abgegrenzte IR-Superblase um Cygnus OB1 entdeckt, welche eine Ausdehnung von $2^\circ \times 5^\circ$

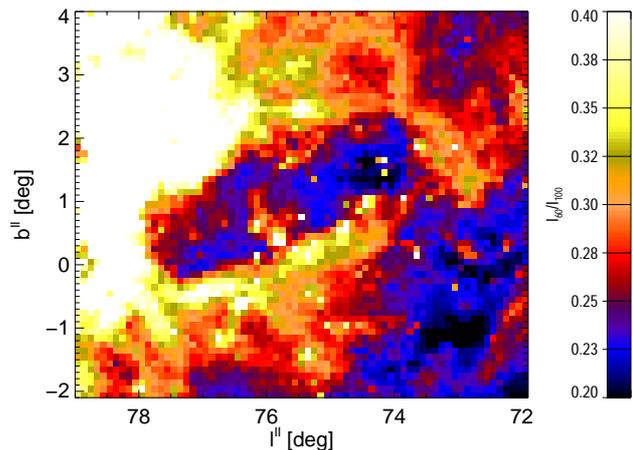


Abbildung 5.9: Verhältnis der IRAS Skyflux Bilder für 60 und 100 μm . Deutlich ist die elliptische Struktur der Superblase zu sehen (Saken et al. (1992)).

in Durchmusterungen der Cygnus Region im Bereich der 21cm-Linie Superblasen-Strukturen in der HI-Verteilung um diese Assoziationen gefunden. Saken et al. (1992) haben unter Verwendung von IRAS Skyflux Bildern und einem neuen OB Katalog der Cygnus Region eine vollständige, klar abgegrenzte IR-Superblase um Cygnus OB1 entdeckt, welche eine Ausdehnung von $2^\circ \times 5^\circ$

aufweist, was bei einer angenommenen Entfernung zu Cygnus OB1 von 1.5 kpc etwa 50×130 pc entspricht (Abbildung 5.9). Auf Grund der IR-Emissionseigenschaften schlossen *Saken et al.* (1992) auf ein sehr junges Alter der OB1 Superblase von unter 1 Myr, so daß diese Blase sich erst in jüngster Vergangenheit durch den Zusammenschluß kleinerer Blasen, welche sich um Untereinheiten der Assoziation erstrecken, gebildet haben kann (Abbildung 5.9). Die nicht-sphärische Struktur führen *Saken et al.* (1992) auf die räumliche Verteilung massiver Sterne zurück. Mit Hilfe von VBLI Beobachtungen bei 1.67 und 5.00 GHz haben *Spangler und Cordes* (1998) Plasmaturbulenzen in Richtung von Cygnus OB1 nachgewiesen, welche ebenfalls auf das Vorhandensein einer Blase mit einer dichten Schockfront schließen lassen. Zu dem ergeben sich daraus Hinweise auf die Existenz von Instabilitäten in der Schockfront, welche schließlich ursächlich für die Plasmaturbulenzen sind.

Die von *Dewdney und Lozinskaya* (1994) gefundene HI-Superblase mit einer Winkelausdehnung von $4.6^\circ \times 6.1^\circ$ umschließt die IR-Superblase und weist eine Gesamtmasse zwischen 5400 und $13000 M_\odot$ ² auf. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit liegt *Dewdney und Lozinskaya* (1994) zufolge zwischen 30 und 50 km s^{-1} . Daraus folgt eine aktuelle kinetische Energie der Hülle von $(0.5 - 3.2) \cdot 10^{50}$ erg. Mit einer typischen Umwandlungseffizienz von Windleuchtkraft zu Expansionsenergie einer Superblase von ca. 20% folgt schließlich eine für diese Superblase notwendige Windenergie von $(1.6 - 6.0) \cdot 10^{51}$ erg.

5.2.3 Die Röntgen-Superblase in der Cygnus Region

Auch um Cygnus OB2 finden sich Hinweise auf die Existenz einer Superblase. So findet man einen Ring aus Gas-Filamenten (*Ikhsanov 1960, Dickel et al. 1969*), welcher Cygnus OB2 umschließt. In Röntgen-Beobachtungen der Cygnus Region mit HEAO-1 wurde eine große blasenförmige Struktur gefunden, welche als Röntgen-Superblase interpretiert wurde (*Cash et al. 1980*). Die Röntgen-Superblase tritt besonders bei Energien zwischen 0.5 und 1 keV in Erscheinung und hat eine Ausdehnung von ca. $12^\circ \times 14^\circ$. Bei einer angenommenen Entfernung zu Cygnus OB2 von 1.7 kpc entspräche das einem linearen Durchmesser von ca. 450 pc. Damit wäre diese Blase der größte bekannte Gasstruktur der Milchstraße. Auch die Auswertung des ROSAT Surveys mit Subtraktion aller bekannten Röntgenquellen zeigt die blasenförmige Struktur im weichen Röntgenhintergrund des Sternentstehungsgebiets. Abbildung 5.10 zeigt die Kontur der 1.8 MeV MaxEnt-Karte vor dem Hintergrund des ROSAT Soft X-Ray Backgrounds (*Snow-*

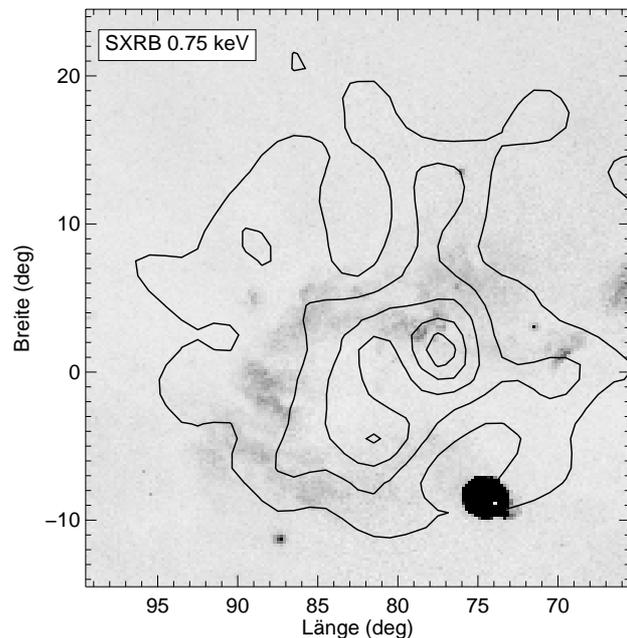


Abbildung 5.10: Überlagerung der ROSAT PSPC Aufnahme des weichen Röntgenhintergrundes mit den Konturen der COMPTEL 1.809 MeV Maximum Entropie Karte der Cygnus Region. Die Röntgenkarte zeigt neben Cygnus Loop (Supernova-Überrest) eine Superblase weicher Röntgenemission, welche von *Cash et al.* (1980) in den HEAO-1 Daten entdeckt wurde.

²Bei einem mittleren Radius von ca. 75 pc ergibt sich für die mittlere Teilchendichte des aufgesammelten interstellaren Gases ein Wert von ca. 0.3 cm^{-3} .

den et al. 1995, 1997) bei 0.75 keV. Neben dem gesättigt erscheinenden Supernova-Überrest Cygnus Loop tritt die Blasenstruktur deutlich hervor.

Die Interpretationen der beobachteten Röntgenstruktur reichen von der Erzeugung durch einen einzigen Supernova-Überrest in einem dünnen Medium (Higdon 1981) über die Bildung einer Superblase durch die zentrale OB Assoziation (Cash et al. 1980, Comerón et al. 1993) bis zu einer Zufallskoinzidenz mehrerer Röntgenquellen (Bochkarev und Sitnik 1985). Im Zusammenhang der vorliegenden Arbeit ist insbesondere die Interpretation als Superblase von Interesse, da sich aus ihr einige Randbedingungen für die zentrale Assoziation ableiten lassen. Umgekehrt eignet sich die Blase u.U. als Test für das hier entworfene Modell von OB Assoziationen im allgemeinen und der Cygnus Region im speziellen (siehe u.a. Abschnitt 5.3.6).

5.3 ^{26}Al von Sterngruppen in der Cygnus Region

5.3.1 OB Assoziationen und Offene Sternhaufen

In dem in der Einleitung zu diesem Kapitel definierten Gesichtsfeld finden sich 41 offene Cluster³ und 9 OB Assoziationen. Während offene Sternhaufen in der Regel geringe total Massen von einigen hundert Sonnenmassen (Bruch und Sanders 1983) aufweisen und daher nur sehr wenige schwere Sterne enthalten können, erreichen die totalen Massen von OB Assoziationen Werte bis zu einigen 10^4 Sonnenmassen. Mit totalen Massen von $500 M_{\odot}$ für typische offene Sternhaufen und $1.5 \cdot 10^4 M_{\odot}$ für typische OB Assoziationen ergeben sich für die totalen Massen der beiden Sterngruppen-Kategorien in der Cygnus Region ca. $2 \cdot 10^4 M_{\odot}$ bzw. ca. $1.5 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Im Sinne der Untersuchung des interstellaren ^{26}Al in der Cygnus Region erscheinen die erwarteten Beiträge der offenen Cluster daher als Korrekturen zweiter Ordnung, zumal ca. ein Drittel der Cluster Entfernungen jenseits von 4 kpc aufweisen. Ferner enthalten nur wenige Cluster junge, heiße Sterne, welche signifikante Beiträge zur Synthese von ^{26}Al liefern können. Die folgenden Abschnitte konzentrieren sich daher auf die Parametrisierung und Modellierung der OB Assoziationen der Cygnus Region.

Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung der OB Assoziationen in der Aufsicht auf die galaktische Ebene. Die kleine Halbachse gibt in dieser Darstellung die mittlere Linearausdehnung wider, während die große Halbachse die Unsicherheit der Entfernungsschätzung repräsentiert.

5.3.1.1 Cygnus OB1

1949 wurde Cygnus OB1 als lokale Anhäufung früher Sterntypen bei 75.5° gal. Länge und $+1.70^{\circ}$ gal. Breite und einer Ausdehnung von $3.0^{\circ} \times 3.4^{\circ}$ durch Ambarcujan⁴ erstmals beschrieben. Sie erhielt die zunächst die Bezeichnung II Cyg. Im Gesichtsfeld der Assoziation finden sich mehrere offene Sternhaufen (u.a. Berk 86 & 87, IC 4996 und NGC 6913), welche von einigen Autoren als mögliche Kerngebiete der weiter ausgedehnten Assoziation betrachtet werden (z.B. Ambartsumian (1949), Markarjan (1952), Ruprecht (1966b,a)). In ihrer Zusammenstellung der Cygnus OB Assoziationen betrachten Garmany und Stencel (1992) insbesondere IC 4996 und NGC 6913 als mögliche Teile der OB1 Assoziation, während die beiden Berkeley-Cluster auf Grund ihres Alters und ihrer Entfernung als Mitglieder ausgeschlossen werden. In den neueren Zusammenstellungen wurde die Ausdehnung der im sichtbaren Licht identifizierten Sterngruppe auf $4.0^{\circ} \times 3.5^{\circ}$ korrigiert. Die Entfernung zu NGC 6913 wird von Garmany und Stencel (1992) zu 1.26 kpc angegeben, während Wang und Hu (2000) eine niedrigere Distanz von 1080 pc finden. Für IC

³lt. SIMBAD-Datenbank Stand November 2000

⁴entnommen aus Alter et al. (1970)

4996 schwanken die Entfernungsangaben zwischen 1740 pc (*Garmany und Stencel* 1992) und 2.4 kpc (*Delgado et al.* 1998). *Garibdzhanyan et al.* (1984) finden eine erhöhte OB-Sterndichte in der Cygnus OB1 Region bei 1.6 ± 0.2 kpc, während *Bochkarev und Sitnik* (1985) 1820 pc als Entfernung zum Mittelpunkt der Assoziation angeben. Wie Abbildung 5.5 zeigt, unterliegt Cygnus OB1 der größten Unsicherheit in den Entfernungsschätzungen, was zum Teil auch mit den Unsicherheiten in der Zugehörigkeit der verschiedenen Sternhaufen zusammenhängt.

Mit Entfernungen von über 1 kpc liegt die Assoziation hinter dem CMR und wird an ihrem südlichen Rand teilweise von diesem überdeckt (Abbildung 5.8), so daß möglicherweise optische Mitgliederuntersuchungen einem stärkeren Selektionseffekt unterliegen. Die Sternpopulation ist in der Literatur bislang ohnehin nur sehr grob charakterisiert. *Bochkarev und Sitnik* (1985) nennen 12 O-Sterne als Mitglieder. Darüber hinaus listet der VII. WR-Katalog 5 potentielle Wolf-Rayet Sterne als Mitglieder (*van der Hucht* 2000). Das Alter von Cygnus OB1 wird je nach Wahl des Samples auf bis zu 7.5 Mio. Jahre geschätzt (*Bochkarev und Sitnik* 1985). Die Alter der beiden offenen Sternhaufen NGC 6913 und IC 4996 werden allerdings mit weniger als 5 Mio. Jahren deutlich jünger angegeben (*Wang und Hu* 2000, *Delgado et al.* 1998), wobei die Angaben für diese Sternhaufen auf Grund der besseren Statistik zuverlässiger sein sollten. So findet man in den Farb-Helligkeitsdiagrammen dieser Sternhaufen jeweils eine deutlich ausgeprägte Hauptreihe, welche zur Altersbestimmung herangezogen werden kann.

5.3.1.2 Cygnus OB2

Die reichste und auch am besten untersuchte Assoziation der Cygnus Region ist Cygnus OB2. Diese Assoziation wurde 1953 von *Münch und Morgan* (1953) entdeckt und erhielt zunächst die Bezeichnung VI Cyg. Nach *Reddish et al.* (1966) erstreckt sich Cygnus OB2 mit einer Ausdehnung von $1.6^\circ \times 0.93^\circ$ um die Position 80.1° gal. Länge und $+0.9^\circ$ gal. Breite. *Knödlseeder* (2000) fand dagegen in einer Auswertung der 2MASS-Daten der Cygnus OB2 Region eine kreisförmige Ausdehnung mit einem Durchmesser von 2° und einem leicht verschobenen Mittelpunkt bei 80.3° gal. Länge und $+0.8^\circ$ gal. Breite.

Die Auswertung der roten und blauen Photoplatten des *Digitized Sky Surveys (DSS)* durch *Reddish et al.* (1966) ergab eine Schätzung der totalen Populationsstärke von über 3000 Sternen, wovon mindestens 300 als OB Spektraltypen klassifiziert wurden. Eine Auswertung von spektrophotometrischen Daten der Cygnus OB2 Mitglieder ergab ferner eine sehr flache Anfangsmassenverteilung in Form eines Potenzgesetzes mit einem Exponenten von $\Gamma = 1.0 \pm 0.1$ für Anfangsmassen über $3 M_\odot$ (*Massey et al.* 1995). Abbildung 5.11 zeigt das von *Massey et al.* (1995) bestimmte Hertzsprung-Russel Diagramm zusammen mit den Sternentwicklungslinien (durchgezogene Linien) der Genfer Gruppe (*Meynet et al.* 1994) und den zugehörigen Isochronen (gestrichelte Linien) für wachsendes Alter der Population.

Der Vergleich des Hertzsprung-Russel Diagramms mit den Isochronen ergibt ein Alter von ca. 2.5 Mio. Jahren für Cygnus OB2. Die von *Wendker et al.* (1991) durchgeführte Suche nach jungen Supernova-Überresten in der Cygnus Region mit Hilfe einer Kontinuumsradiodurchmusterung ergab in der Region um Cygnus OB2 keine Hinweise auf Supernova Aktivität, was als weiteren Hinweis auf das niedrige Alter der Assoziation schließen läßt. Unter Annahme instantaner Sternentstehung ergibt sich auf Basis der Genfer Sternmodelle ein obere Grenze des Alters von ca. 4.5 Mio Jahren (bzw. 5.5 Mio. Jahren, legt man die neuesten Sternentwicklungsmodelle mit Rotation zu Grunde).

Massey und Thompson (1991) bestimmten auf photometrischem Wege die Entfernung von Cygnus OB2 zu 1.7 kpc. Wie Abbildung 5.8 zeigt, liegt Cygnus OB2 bei dieser Entfernung hinter dem Cygnus Molecular Rift, welches auf Grund seiner ungleichmäßigen Überdeckung visuelle Extinktionen zwischen 4 und mindestens 10 Magnituden im V Band hervorruft, was starke Selektionseffekte im optischen Wellenlängenbereich erwarten läßt. Die durch die Extinktion

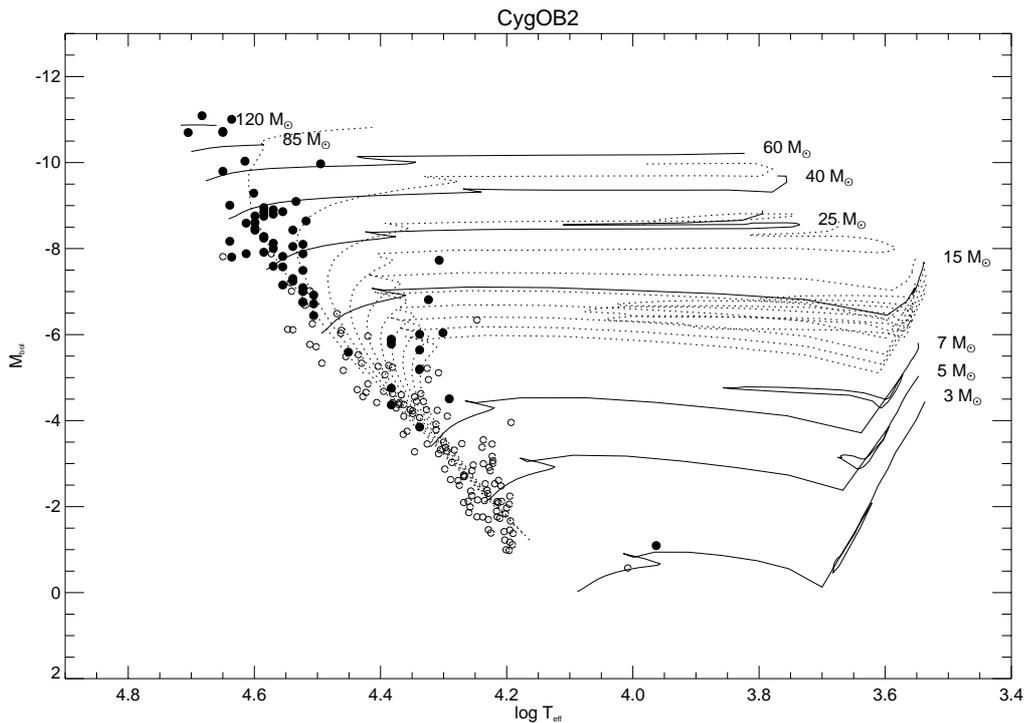


Abbildung 5.11: Spectrophotometrisch bestimmtes Hertzsprung-Russel Diagramm von Cygnus OB2 nach Massey et al. (1995). Die durchgezogenen Linien zeigen Entwicklungskurven für Sterne unterschiedlicher Anfangsmassen (Meynet et al. 1994), während die gestrichelten Linien Isochronen beginnend bei 3 Mio. Jahren darstellen.

nicht beeinflusste Mikrowellenbeobachtungen ergaben folgerichtig eine deutlich höhere Populationsstärke. Knödlseeder (2000) fand bei der Auswertung der 2MASS-Daten 8600 ± 1300 Mitglieder mit Spektraltypen früher als F3V, wovon 2600 ± 400 als OB-Sterne und 120 ± 20 als O Spektraltypen identifiziert wurden. Da die 2MASS-Daten keine spektrometrischen Informationen enthalten, ist die Auswertung allerdings auf Photometrie beschränkt. Die Klassifikation wurde daher mit Hilfe von Farb-Helligkeitskallibrationen durchgeführt, wobei die Sterne durchweg als Hauptreihensterne angenommen wurden. Diese Annahme erscheint aber vor dem Hintergrund des oben gezeigten Hertzsprung-Russel Diagramms und der geringen Dispersion der Hauptreihe in den Farb-Helligkeitsdiagrammen als zufriedenstellend. Knödlseeder (2000) bestimmte den Exponenten der Massenverteilung zu $\Gamma = 1.6 \pm 0.1$, was vor dem Hintergrund des niedrigen Alters als gute Näherung der Anfangsmassenverteilung gelten kann. Die von Knödlseeder (2000) auf den optisch identifizierten Bereich eingeschränkte Analyse der 2MASS-Daten ergab ferner, daß die deutlich größere Anzahl von O Sternen in der vollständigen 2MASS-Auswertung im wesentlichen durch die größere Ausdehnung in den stark absorbierten Bereichen erzeugt wurde. Im Bereich niedriger Extinktion sind die optisch bestimmten O Sterndichten nahezu vollständig. Auf Basis der bestimmten Massenverteilungsfunktion und den Populationsstärken hat Knödlseeder (2000) schließlich die total Masse von Cygnus OB2 zu $M_{\text{tot}} = (4 - 10) \cdot 10^4 M_{\odot}$ bestimmt.

5.3.1.3 Cygnus OB3

Die westlichste der Cygnus OB Assoziationen ist Cygnus OB3. Sie erstreckt sich mit einer Ausdehnung von $3.5^{\circ} \times 1.5^{\circ}$ um die Position 72.55° gal. Länge und $+2.3^{\circ}$ gal. Breite. Im Zusammenhang mit dem offenen Sternhaufen NGC 6871 berichtete Morgan et al. (1953) erstmals

von einer Ansammlung heißer, junger Sterne in diesem Gebiet. Cygnus OB3 wurde zunächst unter der Bezeichnung I Cyg in der Literatur geführt. Ihre heutige Bezeichnung erhielt sie 1966 von *Ruprecht* (1966a). Bereits seit den Arbeiten von *Morgan et al.* (1953) wird NGC 6871 als ein möglicher Kern von Cygnus OB3 in Betracht gezogen. Auf Basis dieser Relation wurde die Entfernung von Cygnus OB3 zu ca. 2.3 kpc bestimmt. *Garibdzhanyan et al.* (1984) finden in ihrem photometrischen Survey der Cygnus Region drei nicht klar trennbare Konzentrationen von OB Sternen bei 1400, 2500 und 3700 pc. Die große Dispersion des untersuchten Farbezesses weist allerdings auf eine variierende Extinktion hin. *Bochkarev und Sitnik* (1985) geben in ihrer Studie der Cygnus Region eine Entfernung von 2290 pc zu Cygnus OB3 an, andere Schätzungen schwanken zwischen 1580 und 2510 pc. Neben 9 O Sternen und 15 B Sternen (*Bochkarev und Sitnik* 1985) listet der VII. WR-Katalog 2 Wolf-Rayet Sterne mit photometrischen Entfernungen von 1525 und 2050 pc als mögliche Mitglieder (*van der Hucht* 2000). Auf Grund der geringen Statistik schwanken die Altersbestimmungen für Cygnus OB3 erheblich. Als obere Grenze wird von *Bochkarev und Sitnik* (1985) ein Alter von 12 Mio. Jahren angegeben. Die Existenz von Wolf-Rayet Sternen als mögliche Assoziationsmitglieder macht bei Annahme instantaner, synchroner Sternentstehung ein maximales Alter von 6 bis 7 Mio. Jahren wahrscheinlicher. Die möglicherweise große räumliche Ausdehnung über mehrere hundert Parsec läßt aber auch eine sich ausbreitende Sternentstehung nicht unwahrscheinlich erscheinen, was zu einer intrinsichen Altersstruktur der Assoziationsmitglieder führt.

5.3.1.4 Cygnus OB4

Cygnus OB4 ist die südlichste der Cygnus OB Assoziationen. Sie wurde ebenfalls von *Morgan et al.* (1953) als Sternassoziation identifiziert und unter der Bezeichnung IV Cyg als Sterngruppe mit einer Ausdehnung von $3^\circ \times 2^\circ$ bei $l = 82.5^\circ$ und $b = -7.3^\circ$ publiziert. Ihre heutige Bezeichnung erhielt sie durch *Ruprecht* (1966a). Auf Grund der mangelhaften Charakterisierung wird Cygnus OB4 in meinem Emissionsmodell der Cygnus Region nicht berücksichtigt. Allerdings läßt die Ausdehnung der rekonstruierten 1.809 MeV Emission zu negativen Breiten einen Beitrag von Cygnus OB4 möglich erscheinen, wobei die Position von OB4 südlicher ist als die Ausdehnung der beobachteten Emission.

5.3.1.5 Cygnus OB5 und Cygnus OB6

Cygnus OB6 und OB7 sind seit ihrer ersten Veröffentlichung durch *Schmidt* (1958) als reale Sterngruppen umstritten. Ihre Ausdehnungen von $5.8^\circ \times 9.6^\circ$ bzw. $6^\circ \times 8^\circ$ bei geschätzten Entfernungen von ca. 1.6 bzw. 1.7 kpc lassen sie vergleichsweise riesig erscheinen⁵. Die Mittelpunkt der Assoziationen werden mit $l = 67.1^\circ$ und $b = +2.1^\circ$ bzw. $l = 86.0^\circ$ und $b = +1.0^\circ$ angegeben. Auf Grund der ungeklärten Sachlage und der großen Zahl unbekannter Parameter werden beiden Assoziationen im Sinne dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt.

5.3.1.6 Cygnus OB7

Die westlichste und zugleich nächst gelegene OB Assoziation ist Cygnus OB7. XI Cyg, wie sie ursprünglich bezeichnet wurde, wurde erstmals von *Schmidt* (1958) als Ansammlung junger, heißer Sterne beschrieben. Auf Grund ihrer Nähe von nur 740 bis 830 pc überdeckt Cygnus OB7

⁵Es ergeben sich lineare Ausdehnungen von $160 \text{ pc} \times 270 \text{ pc}$ bzw. $180 \text{ pc} \times 240 \text{ pc}$. Bei typischen O Sternflächendichten von ~ 0.5 pro 100 pc^2 wären einige 10 wenn nicht mehr O Sterne in diesen Assoziationen zu erwarten, was durch die Beobachtung nicht unterstützt wird. Für höhere Alter der Assoziationen müßte zu mindest die Anzahl der B Sterne deutlich über den beobachteten Werten liegen.

mit $12^\circ \times 13.9^\circ$ ein großes Himmelssegment um die galaktische Position $l = 90^\circ$ und $b = +2.05^\circ$. Die Assoziation erscheint mit nur 3 O und 6 B Sternen (*Bochkarev und Sitnik 1985*) sehr dünn besetzt. Allerdings liegt die Assoziation innerhalb des OB7 Molekülwolkenkomplexes, so daß auf Grund der zu erwartenden Extinktion u.U. von einer größeren Population ausgegangen werden kann. Eine Auswertung des 2MASS-Surveys im Bereich von Cygnus OB7 erscheint in diesem Zusammenhang als Möglichkeit zur Klärung der Populationsstärke von Cygnus OB7. Eine obere Schranke auf die Population mit massiven Sternen erwächst aus der beobachteten 1.809 MeV Intensität sowie aus der Intensität thermischer Bremsstrahlung in der Cygnus OB7 Region. Abbildung 5.12 zeigt die rekonstruierte 1.809 MeV Intensität der Cygnus OB7 Region zusammen mit den Quellkandidaten.

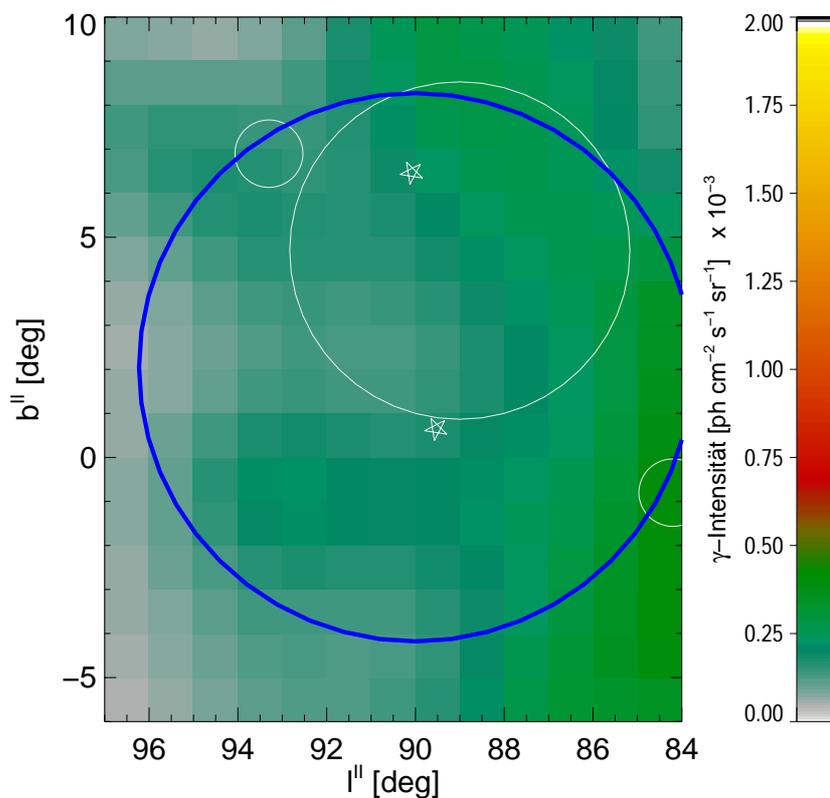


Abbildung 5.12: 1.809 MeV Intensität in der Cygnus OB7 Region. Die Sterne markieren Wolf-Rayet Sterne im Emissionsgebiet, während die hellen Kreise SNRs markieren. Der blaue Kreis markiert das Gebiet von Cygnus OB7

5.3.1.7 Cygnus OB8

Cygnus OB8 sitzt nördlich von den lichtabsorbierenden Molekülwolken des Cygnus Molecular Rift. Nur die südlichen Ausläufer könnten durch die Molekülwolken einem stärkeren Selektionseffekt unterliegen. Cygnus OB8 wurde erstmals von *Schmidt (1958)* als Anhäufung früher Sterntypen bei der Position $l = 77.75^\circ$ und $b = +3.75^\circ$ beschrieben und weist mit einer Ausdehnung von $2.9^\circ \times 3.3^\circ$ eine nahezu kreisförmige Morphologie auf. Die Dispersion der Entfernungsschätzung ist mit 100 pc um eine Entfernung von 2250 pc vergleichsweise gering (*Ruprecht 1966a*). *Garmany und Stencel (1992)* schätzen auf Grund der Beobachtung von 4 O und 10 B Überriesen das Alter von Cygnus OB8 auf etwa 3 Mio. Jahre.

5.3.1.8 Cygnus OB9

Im Fall von Cygnus OB9, welche in der Projektion in direkter Nachbarschaft von Cygnus OB2 liegt (z.B. Abbildung 5.8), streuen die Entfernungsschätzung im Gegensatz zu Cygnus OB 8 erheblich. Auch Cygnus OB9 wurde erstmals von *Schmidt* (1958) als Sternhaufen junger, heißer Sterne bei $l = 78^\circ$ und $b = +1.5^\circ$ erwähnt. Die geschätzte Ausdehnung beträgt ungefähr $2^\circ \times 1.4^\circ$, was mit den geschätzten Entfernungen zwischen 1 und 1.9 kpc einer linearen Ausdehnung zwischen $35 \text{ pc} \times 24 \text{ pc}$ und $66 \text{ pc} \times 46 \text{ pc}$ entspricht. Ein Teil der Entfernungsdispersion ist in den Annahmen über die Zugehörigkeit von NGC 6910 begründet. *Hoag und Applequist* (1965) schlugen NGC 6910 als mögliche Kernregion von Cygnus OB9 vor. Allerdings weichen die Entfernungsschätzungen für NGC 6910 von denen zu anderen Assoziationsmitgliedern signifikant zu größeren Werten ab; auch wenn die jüngste Entfernungsbestimmung zu NGC 6910 mit einem Wert von 1610 pc (*Delgado und Alfaro* (2000)) den Sternhaufen näher an die Assoziationssterne (1 - 1.2 kpc [*Bochkarev und Sitnik* (1985), *Garmany und Stencel* (1992), *Comerón et al.* (1993)]) rückt. Wie in den vorangegangenen Fällen (mit Ausnahme von Cygnus OB2) ist auch im Fall von Cygnus OB9 die Stellarstatistik mäßig, so daß definitive Aussagen über Alter und Massenverteilung der Assoziation auf Basis eines Farb-Helligkeits-Diagramms oder Hertzsprung-Russel-Diagramms nicht möglich sind. Als obere Altersgrenze geben *Bochkarev und Sitnik* (1985) bei gleichzeitiger Existenz von 7 O Sternen 8 Mio. Jahre an. Unter der Annahme einer instantanen Sternentstehung und einer nicht untypischen Massenverteilung erfordert dieser Befund allerdings eine anfänglich sehr reiche Population massiver Sterne. Auf Grund der erwähnten schlechten Statistik sind aber auch deutlich niedrigere Alter mit dann ebenfalls kleineren Populationen massiver Sterne möglich. Ein möglicher Schlüssel zur Auslösung dieses Problems liegt in der Auswertung der 2MASS-Daten in der Cygnus OB9 Region, denn wie ein Vergleich mit der Molekülwolkenkarte in Abbildung 5.8 zeigt, liegt OB9 im Bereich sehr hoher CO Säulendichten. In Abschnitt 5.3.3 wird dies bezüglich eine mögliche Extinktionskorrektur der Populationsstärke diskutiert.

5.3.1.9 Die Cygnus OB Assoziationen: Zusammenfassung

Tabelle 5.3 stellt die wichtigsten Parameter der Cygnus OB Assoziationen zusammen. Wie die angegebenen Unsicherheiten zeigen, ist nur im Fall der sehr intensiv untersuchten Assoziation Cygnus OB2 das verfügbare Datenmaterial ausreichend, um die Massenverteilungsfunktion mit hinreichender Genauigkeit zu bestimmen. Der Übergang von der beobachteten Massenverteilung (der sog. *Present Day Mass Function (PDMF)*) zur Anfangsmassenverteilung ist mit zusätzlichen Annahmen verbunden, die auf das Beobachtungsmaterial gestützt werden (siehe Diskussion von Cygnus OB2). Möglicherweise kann aber auch bereits eine zeitlich nicht zu sehr ausgedehnte Sternentstehungsgeschichte ($\leq 2 \text{ Myr}$) eine flachere Anfangsmassenverteilung in eine steilere PDMF überführen (siehe dazu Abschnitt 5.3.6.3).

Da für die anderen Assoziationen nur ungenügend definierte Sternpopulationen vorliegen, wird in den Modellierungsversuchen der Cygnus Region auf zwei ausgewählte Anfangsmassenverteilungen zurückgegriffen. Zum einen habe ich die für Populationen massiver Sterne häufig herangezogene Salpeter-Massenfunktion ($\Gamma = 1.35$) gewählt, die u.a. durch die Bestimmung von Cluster- und Assoziationen-Massenfunktionen durch *Massey et al.* (1995) unterstützt wird. Zum anderen habe ich alternativ eine steilere Verteilung mit einem Exponenten von $\Gamma = 1.7$ gewählt, wie sie u.a. von *Scalo* (1986), *Kroupa et al.* (1991) und *Kroupa* (1998) vertreten wird.

Ass.	Position l^{II} (deg)	b^{II} (deg)	Ausdehnung a_1 (deg)	a_2 (deg)	Entf. d (kpc)	Population N_{WR}	N_O	N_B	Alter τ (Myr)	IMF Γ	$M_{tot}^{(8;120)}$ ($10^3 M_{\odot}$)
1	75.5	+1.70	4.0	3.5	1.7 ± 0.7	5	15	28	4 - 7	1.35	2.5 ± 0.64
2	80.3	+0.80	2.0		1.7 ± 0.4	2	120 ± 20	2480 ± 400	2 - 5	1.7	3.2 ± 0.90
3	72.55	+2.30	3.5	1.5	1.74 ± 0.77	2	9	15	≤ 12	1.35	11.3 ± 0.70
4					1.0						
5	67.1	+2.10	5.8	9.6	1.6						
6	86.0	+1.00	6.0	8.0	1.7						
7	90.0	+2.05	12.0	13.9	0.8 ± 0.06	3	6		≤ 13	1.35	1.5 ± 0.7
										1.7	2.0 ± 0.7
8	77.75	+3.75	2.9	3.3	2.3 ± 0.1	4	10		~ 3	1.35	0.7 ± 0.2
										1.7	0.8 ± 0.3
9	78.0	+1.50	2.0	1.4	1.4 ± 0.3	7	7		< 8	1.35	2.1 ± 0.57
										1.7	2.8 ± 0.84

Tabelle 5.3: Die wichtigsten Parameter der Cygnus OB Assoziationen. Die letzte Spalte gibt die auf Basis der sich aus den Parametern ergebenden Randbedingungen gewonnene totale Sternennasse der Assoziation für Sterne zwischen 8 und $120 M_{\odot}$ wieder. Diese Werte wurden mit Hilfe einer Monte Carlo Populationssynthese unter Annahme einer instantanen, synchronen Sternentstehung gewonnen. Die Fehler geben den 1σ -Bereich an und wird durch die statistischen Effekte und die Unsicherheit der Altersschätzung dominiert. Im Falle von Cygnus OB2 wird für die flachere IMF abweichend zu den Annahmen für die anderen Assoziationen eine zeitlich ausgedehnte Sternentstehungsrate angenommen (siehe dazu Abschnitt 5.3.6.3).

5.3.2 Emissionsmodell der Cygnus OB Assoziationen

Auf der Grundlage der im Unterabschnitt 5.3.1 zusammengestellten Beobachtungsbefunde der Cygnus OB Assoziationen soll nun ein ^{26}Al -Emissionsmodell der Cygnus Region erarbeitet werden. Unter Vorgabe der jeweiligen Parameter wurden dazu mit Hilfe eines Monte Carlo Populationsgenerators statistisch äquivalente Populationen für die sechs OB Assoziationen OB1-3 und OB7-8 erzeugt. Die Spalten M_{tot} in Tabelle 5.3 listet die resultierenden totalen Massen in Form von Sternen mit Anfangsmassen zwischen 8 und $120 M_{\odot}$ für die gewählte Anfangsmassenfunktion und die gegebenen Altersgrenzen unter der Annahme instantaner, synchroner Sternentstehung.

Durch Multiplikation der zur angenommenen IMF gehörenden auf die totale Populationsmasse normierten Zeitprofile (vgl. Kapitel 4) mit den jeweiligen totalen Anfangsmassen der Assoziationen zwischen den gewählten Massengrenzen von 8 und $120 M_{\odot}$ ergeben sich Vorhersagen für die verschiedenen Emissionen. Die folgende Tabelle faßt diese Ergebnisse für die ausgewählten Cygnus Assoziationen zusammen.

Ass.	Γ	M_{26}^{ISM} ($10^{-4} M_{\odot}$)	M_{60}^{ISM} ($10^{-4} M_{\odot}$)	L_w ($10^{38} \text{ erg s}^{-1}$)	E_w (10^{52} erg)	Q_{EUV} ($10^{49} \text{ ph s}^{-1}$)	$Y_{26}^{\text{O}^{\text{IV}}}$ ($10^{-4} M_{\odot}$)
1	1.35	9.5 ± 3.4	0.8 ± 0.3	3.3 ± 1.2	4.3 ± 1.5	8.9 ± 3.2	1.4 ± 1.0
	1.7	8.6 ± 3.4	0.7 ± 0.3	3.5 ± 1.4	3.8 ± 1.5	10.5 ± 4.1	1.1 ± 0.9
2	1.6	35.0 ± 2.5	0.2 ± 0.2	15.6 ± 1.4	8.2 ± 0.7	$210. \pm 19.2$	0.22 ± 0.04
3	1.35	13.4 ± 8.1	4.1 ± 2.5	3.0 ± 1.9	9.0 ± 5.5	2.4 ± 1.4	7.4 ± 8.7
	1.7	15.1 ± 4.4	4.7 ± 1.4	3.7 ± 1.1	8.4 ± 2.4	3.1 ± 0.9	6.4 ± 3.7
7	1.35	5.3 ± 2.5	1.6 ± 0.8	1.2 ± 0.56	3.6 ± 1.7	0.9 ± 0.44	7.8 ± 7.5
	1.7	6.3 ± 2.4	1.9 ± 0.8	1.5 ± 0.6	3.5 ± 1.4	1.3 ± 0.5	6.4 ± 4.9
8	1.35	2.5 ± 0.8	0.0	0.72 ± 0.22	0.53 ± 0.16	19.2 ± 5.8	0.17 ± 0.11
	1.7	1.9 ± 0.7	0.0	0.64 ± 0.23	0.48 ± 0.16	17.5 ± 6.2	0.14 ± 0.10
9	1.35	7.7 ± 2.1	1.8 ± 0.5	1.8 ± 0.5	4.6 ± 1.3	1.9 ± 0.5	5.3 ± 2.9
	1.7	8.8 ± 2.6	2.2 ± 0.7	2.2 ± 0.7	4.5 ± 1.4	2.5 ± 0.8	4.6 ± 2.9

Tabelle 5.4: Die Emissionseigenschaften der Cygnus OB Assoziationen nach dem in dieser Arbeit vorgestellten Emissionsmodell. Die Vorhersagen beruhen auf den Populationssamples aus Tabelle 5.3.

Damit haben wir nun eine geeignete Basis, um Vorhersagen bezüglich direkt beobachtbarer Meßgrößen zu treffen. Die folgenden Abschnitte diskutieren, wie sich aus den vorhergesagten Emissionsparametern astronomische Observablen ergeben und wie sich diese Vorhersagen im Vergleich zu astronomischen Beobachtungen verhalten.

Ein Vergleich der Ergebnisse für verschiedene Anfangsmassenverteilungen einer Assoziation zeigt bereits, daß die sich ergebenden Vorhersagen für die modellierten Emissionsgrößen innerhalb der statistisch dominierten Fehlergrenzen übereinstimmen. Andererseits sollte die kombinierte Auswertung verschiedener Observablen eine Einschränkung der Populationskenngrößen ermöglichen. Insbesondere die Quotienten von interstellarer ^{26}Al -Masse und EUV-Photonenfluß bzw. EUV-Photonenfluß und totaler freigesetzter kinetischer Energie können hier zu signifikanten Ergebnissen beitragen.

5.3.2.1 1.809 MeV Emission der Cygnus OB Assoziationen

Um ein geeignetes Emissionsmodell der γ -Strahlung des radioaktiven ^{26}Al in der Cygnus Region zu erhalten, müssen die resultierenden ^{26}Al -Massen der einzelnen OB Assoziationen in Photonenflüsse am Beobachtungsort umgerechnet werden. Der Photonenfluß ergibt sich dabei gemäß Gleichung 5.1 aus dem Produkt der Zerfallsrate und dem Verzweigungsverhältnis für den 1.809 MeV Zerfallskanal $\Gamma_{1.809}$ dividiert durch Oberfläche einer Kugel mit dem Radius, der dem Abstand der Quelle vom Beobachter entspricht.

$$\Phi_{1.809 \text{ MeV}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_{1.809} \cdot M_{26}^{\text{ISM}} \cdot N_A}{\mu_{26} \cdot \tau_{26}} \cdot d^{-2} = 1.15887 \cdot 10^4 \cdot \left[\frac{M_{26}^{\text{ISM}}}{M_{\odot}} \right] \cdot \left[\frac{\text{pc}^2}{d^2} \right] \quad (5.1)$$

In dieser Formel bedeuten M_{26}^{ISM} die interstellare Masse von ^{26}Al auf Grund der populationsintegrierten Emissionseigenschaften der Assoziation, N_A die Avogadro Konstante, μ_{26} das Molekulargewicht von ^{26}Al , τ_{26} die Lebensdauer von ^{26}Al und d die Entfernung der Assoziation. Der Fehler des vorhergesagten Flußwertes wird durch die akkumulierten Fehler in der modellierten interstellaren Masse an ^{26}Al und durch den Fehler der Entfernungsschätzung bei weitem dominiert, so daß sich folgende effektive Fehlerformel aus Gleichung 5.1 ergibt:

$$\Delta\Phi_{1.809 \text{ MeV}} = \left| \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_{1.809} \cdot N_A}{\mu_{26} \cdot \tau_{26}} \cdot d^{-2} \right| \cdot \Delta M_{26}^{\text{ISM}} + \left| -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_{1.809} \cdot M_{26}^{\text{ISM}} \cdot N_A}{\mu_{26} \cdot \tau_{26}} \cdot d^{-3} \right| \cdot \Delta d \quad (5.2)$$

Die 1.809 MeV Flüsse der individuellen Assoziationen ergeben sich so aus den Massen interstellaren ^{26}Al 's (siehe Tabelle 5.4) und den Entfernungen zu den Assoziationen (siehe Tabelle 5.3) zu:

Assoziation	$\Phi_{1.809 \text{ MeV}}^{\Gamma=1.35}$ ($10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	$\Phi_{1.809 \text{ MeV}}^{\Gamma=1.7}$ ($10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	$\Phi_{1.809 \text{ MeV}}^{\Gamma=1.6}$ ($10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
1	3.8 ± 4.5	3.5 ± 4.2	–
2	–	–	14.0 ± 7.6
3	5.1 ± 7.7	5.8 ± 6.9	–
7	9.6 ± 6.0	11.4 ± 6.1	–
8	0.5 ± 0.2	0.4 ± 0.2	–
9	4.6 ± 3.2	5.2 ± 3.8	–
	23.6 ± 11.2	26.3 ± 10.8	14.0 ± 7.6

Tabelle 5.5: 1.809 MeV Modellflüsse des Assoziationsmodells. Die letzte Zeile der Tabelle gibt den totalen 1.809 MeV-Fluß für die Modelle mit $\Gamma = 1.35$ bzw. $\Gamma = 1.7$ an. Der totale Fluß durch OB Assoziationen in der Cygnus Region ergibt sich durch Summation mit dem Flußwert für Cygnus OB2, deren IMF-Exponent zu $\Gamma = 1.6$ angenommen wurde.

Trotz der in einigen Fällen sehr großen Fehlergrenzen der Beiträge einzelner Assoziationen erlaubt die Zusammenfassung der 1.809 MeV Emission aller Assoziationen doch signifikante Aussagen zu treffen. So ergeben sich abhängig von der gewählten Anfangsmassenverteilung totale 1.809 MeV-Flüsse der Cygnus OB Assoziationen von $(3.8 \pm 1.4) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bzw. $(4.0 \pm 1.3) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Wie schon der Vergleich der direkten Modellergebnisse aus Tabelle 5.4 ergeben hat, sind die Differenzen durch die unterschiedliche Wahl der Anfangsmassenverteilung relativ klein und innerhalb der Fehlergrenzen konsistent.

Zusammen mit den totalen 1.809 MeV-Fluß der nicht zu Assoziationen gehörenden Einzelquellen ergibt sich ein vorhergesagter totaler Fluß der Cygnus Region von $(5.9 \pm 1.6) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Vergleicht man diesen Wert mit dem für die Cygnus Region rekonstruierten Flußwert von

$(9.4 \pm 2.0) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Tabelle 2.3) so wird eine Differenz deutlich. Andererseits sind beide Werte innerhalb ihrer Fehlergrenzen konsistent. Berücksichtigt man zu dem, daß in der als Cygnus Arc bezeichneten nordöstlichen Region keine ^{26}Al -Quellkandidaten bekannt sind, und subtrahiert diesen Flußbeitrag vom beobachteten Gesamtfluß der Cygnus Region, so ergibt sich ein Flußwert für das mit der modellierten Region übereinstimmende Gebiet von $(7.3 \pm 2.6) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Um aus den so erhaltenen Modellergebnissen eine der Realität nahekommende Vorhersagekarte zu erhalten, müssen ähnlich wie bei der Modellierung der Supernova-Überreste im Falle des Einzelquellenmodells die Emissionsgebiete als ausgedehnt modelliert werden. Auf Grund der geringen Ortsauflösung des COMPTEL Instrumentes erscheint dazu die Annahme kreisförmiger oder elliptischer Emissionsgebiete mit den Ausdehnungen der OB Assoziationen zunächst als ausreichend. Zusätzlich müssen Wolf-Rayet Sterne und Supernova-Überreste, welche nicht als Mitglieder von OB Assoziationen erachtet werden, separat in das Emissionsmodell aufgenommen werden. Ihre Modellierung folgt der Vorgehensweise aus der Beschreibung des Einzelquellenmodells.

Abbildung 5.13 zeigt die 1.809 MeV Intensitätsverteilung des Emissionsmodells. In Abbildung 5.14 ist hingegen eine Faltung des Modells mit einer gaußförmigen Punktbildfunktion mit einer vollen Halbwertsbreite von 3.8° dargestellt, um die Abbildungseigenschaften des COMPTEL Instruments bei 1.8 MeV nachzubilden.

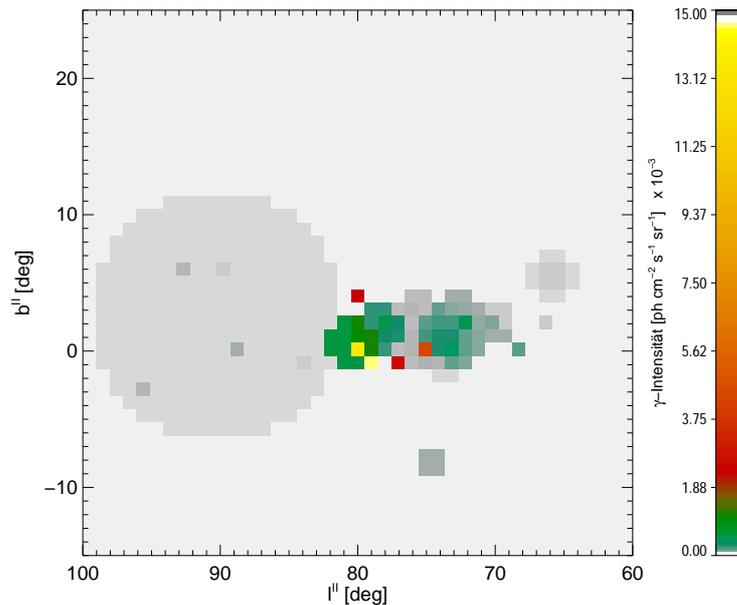


Abbildung 5.13: 1.809 MeV Intensitätsmodell für 6 OB Assoziationen mit $\Gamma = 1.35$ und nicht assoziierte Wolf-Rayet Sterne und Supernova-Überreste.

Wie ein Vergleich der geglätteten 1.8 MeV-Emissionsmodelle aus den Abbildungen 5.7 und 5.14 zeigt, sagt das Emissionsmodell eine breitere räumliche Verteilung der 1.809 MeV Emission voraus als das Modell diskreter Einzelquellen. Insbesondere ist das Intensitätsdefizit bei größeren Längen im Assoziationsmodell deutlich kleiner als im Einzelquellenmodell. Andererseits ist die modellierte Intensitätsverteilung in dieser Region gleichmäßiger als in den rekonstruierten Himmelskarten (Abbildung 2.23). Desweiteren weist auch das Assoziationsmodell ein Intensitätsdefizit um die Position $(82^\circ; -4.5^\circ)$ auf.

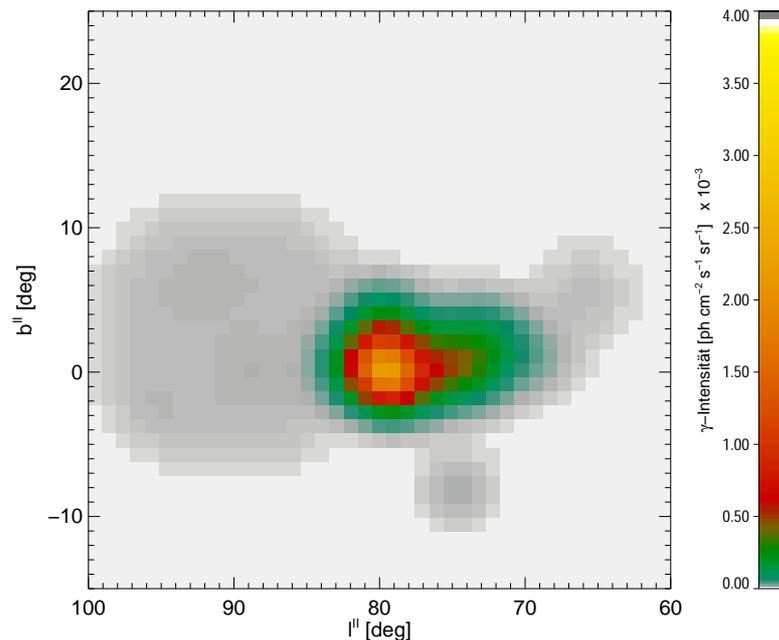


Abbildung 5.14: Das Intensitätsmodell aus Abbildung 5.13 nach der Faltung mit einer zu COMPTEL äquivalenten Punktbildfunktion.

5.3.3 Extinktionskorrigiertes Emissionsmodell

5.3.3.1 Die Extinktionskorrektur

Die Populationsstatistiken der einzelnen OB Assoziationen werden unterschiedlich stark durch die im Sehstrahl zu den Assoziationen liegenden Molekülwolken gestört. Im Falle von Cygnus OB2 konnten diese Effekte durch Vergleich zwischen den im sichtbaren Licht bestimmten Kenngrößen und den sich aus den $2\mu\text{m}$ -Daten der 2MASS-Durchmusterung ergebenden Populationscharakteristika direkt nachgewiesen werden (*Knödlseder* 2000). Unter anderem erhält Cygnus OB2 durch den Übergang in den von der interstellaren Extinktion ungleich schwächer betroffenen Wellenlängenbereich der Mikrowellenstrahlung eine kreisförmige Erscheinung, während die optisch identifizierte Assoziation stark elliptisch erschien. Neben Cygnus OB2 weisen u.a. auch Cygnus OB9, OB1 und OB8 elliptische Projektionen auf, welche sich analog zu Cygnus OB2 in lokale Minima oder aber an Randbereiche der beobachteten CO-Verteilung einpassen (siehe Abbildung 5.8). Zusätzlich weist Cygnus OB7 im nord-östlichen Sektor eine starke Überdeckung mit Molekülwolken auf.

Da eine detaillierte Auswertung der 2MASS-Daten für die gesamte Cygnus Region den Rahmen dieser Arbeit bei weitem übersteigen würde, wurde nach einer Möglichkeit zur Abschätzung der zu erwartenden Korrekturen gesucht. Als Anleitung dienten dazu die Unterschiede zwischen den im optischen und im Mikrowellenbereich bestimmten Populationsgrößen von Cygnus OB2.

Zunächst wurde mit Hilfe der integrierten CO-Karte (Abbildung 5.15) die optisch bestimmten und elliptischen Assoziationsabgrenzungen dem Vorbild von Cygnus OB2 folgend als kreisförmig angenommen. In Abbildung 5.15 sind sowohl die Abgrenzungen aus der Literatur als auch die neu bestimmten kreisförmigen Assoziationsgebiete eingezeichnet. Nach der Neudefinition der Morphologie der einzelnen Assoziationen wurde ein Skalierungsfaktor für die unkorrigierte, optische Populationsstärke auf Grund der vor Assoziation liegenden CO-Säulendichte für Cygnus

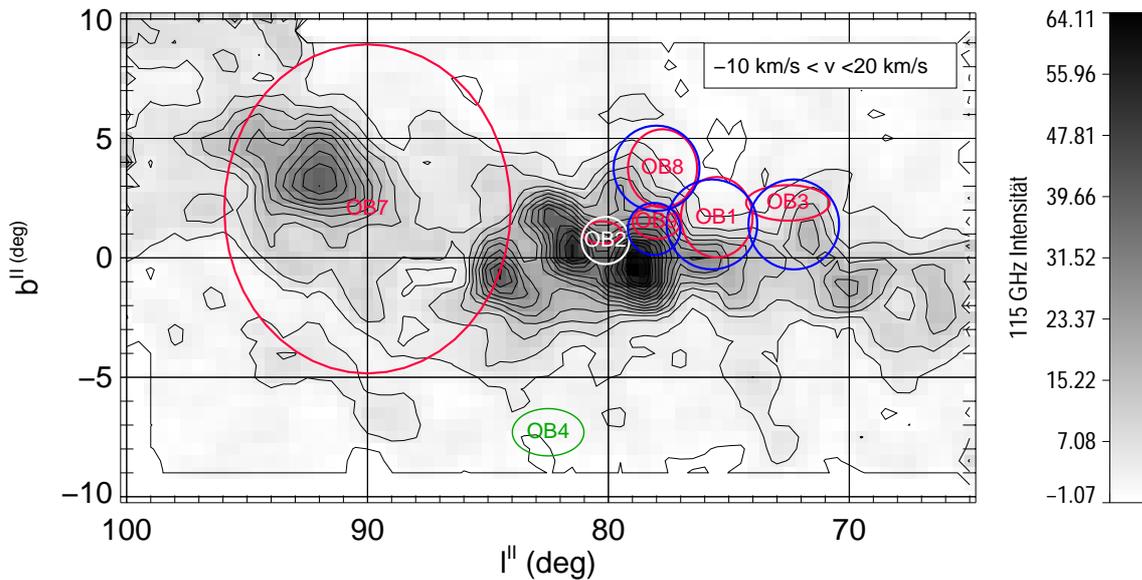


Abbildung 5.15: Der 115 GHz CO Karte sind die optisch identifizierte Assoziationsgrenzen als rote Ellipsen überlagert. Der weiße Kreis markiert die im Mikrowellenbereich identifizierte Region der zur Kalibration dienenden Assoziation Cygnus OB2. Die blauen Kreise geben die im korrigierten Modell angenommenen Ausdehnungen der Assoziationen an. Zusätzlich ist die Position von Cygnus OB4 als grüne Ellipse eingezeichnet.

OB2 bestimmt. Da die O-Sternpopulation auf Grund der großen Leuchtkräfte für Hauptreihensterne in der Regel am vollständigsten bekannt sein sollte, läßt sich zunächst aus dem Quotienten der O-Sternzahlen der optischen und Mikrowellenbeobachtung und der vor Cygnus OB2 liegenden 115 GHz-Intensität ein Normierungsfaktor berechnen. Wird dieser Normierungsfaktor nun noch mit der 115 GHz-Intensität in Richtung einer anderen Assoziation (beachte: neue Assoziationsabgrenzungen) multipliziert, so folgt ein Skalierungsfaktor Σ_{CO} für die O-Sternpopulation dieser Assoziation.

Diese Vorgehensweise setzt u.a. voraus, daß die Molekülwolken homogen und von gleicher chemischer Zusammensetzung sind. Ferner wird angenommen, daß die betreffenden Assoziationen hinter den Molekülwolken liegen, so daß die integrierte 115 GHz-Intensitäten direkt proportional zur Extinktion sind.

Da mit Ausnahme von Cygnus OB9 alle anderen Assoziationen allenfalls in Randbereichen stark durch Extinktionseffekte auf Grund der Molekülwolken betroffen sind, ist für Cygnus OB9 die größte Skalierungskorrektur zu erwarten. Unter den oben gemachten Annahmen ergibt sich für Cygnus OB9 tatsächlich mit einem Faktor von 3.3 der größte Wert. Dieser Wert ist sogar höher als der Faktor 3 im Falle von Cygnus OB2, allerdings ergibt sich damit auf Grund der wenigen bekannten O-Sterne in Cygnus OB9 nur eine vorhergesagte O-Sternpopulation von 26 Sternen. Cygnus OB7 wird mit einem Skalierungsfaktor von 1.8 der drittgrößte Wert zugewiesen, damit ergeben sich 7 erwartete O-Sterne statt der beobachteten 3. Die Skalierungsfaktoren für Cygnus OB1, OB3 und OB8 fallen mit 1.4, 1.3 bzw. 1.2 vergleichsweise klein aus.

5.3.3.2 Observablen des extinktionskorrigierten Modells

Ass.	1	3	7	8	9
Σ_{CO}	1.4	1.3	1.8	1.2	3.3
$M_{\text{tot}}^{(8;120)}$ ($10^3 M_{\odot}$)	3.2 ± 0.5	6.2 ± 1.4	3.4 ± 1.0	1.0 ± 0.2	7.2 ± 1.3
M_{26}^{ISM} ($10^{-4} M_{\odot}$)	8.8 ± 3.2	19.5 ± 4.4	10.8 ± 3.3	2.2 ± 0.5	22.9 ± 4.1
M_{60}^{ISM} ($10^{-4} M_{\odot}$)	0.7 ± 0.1	6.0 ± 1.4	3.4 ± 1.0	0.0	5.6 ± 1.0
L_w ($10^{38} \text{ erg s}^{-1}$)	3.6 ± 2.5	4.8 ± 1.1	2.7 ± 0.8	0.74 ± 0.18	5.8 ± 1.0
E_w (10^{52} erg)	3.9 ± 1.5	10.9 ± 2.5	6.0 ± 1.8	0.52 ± 0.13	11.7 ± 2.1
Q_{EUV} ($10^{49} \text{ ph s}^{-1}$)	10.6 ± 4.1	4.0 ± 0.9	2.2 ± 0.7	20.3 ± 4.9	6.6 ± 1.2
Y_{26}^{O7V} ($10^{-4} M_{\odot}$)	1.1 ± 0.8	6.4 ± 2.9	6.5 ± 4.0	0.14 ± 0.07	4.6 ± 1.7

Tabelle 5.6: Die Emissionseigenschaften der Cygnus OB Assoziationen nach Extinktionskorrektur. Die erste Zeile gibt die aus der Extinktionskorrektur erhaltenen Skalierungsfaktoren.

Tabelle 5.6 listet für eine einheitliche Anfangsmassenfunktion mit $\Gamma = 1.7$ neben den resultierenden Observablen die Skalierungsfaktoren und die korrigierten totalen Massen zwischen 8 und $120 M_{\odot}$ der Assoziationen. Die Werte für den 1.809 MeV-Fluß (Tabelle 5.7) wurde wie in den vorangegangenen Abschnitten mit Hilfe der beiden Beziehungen 5.1 und 5.2 berechnet.

Assoziation	$\Phi_{1.809 \text{ MeV}}^{\Gamma=1.35}$ ($10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
1	3.5 ± 4.2
3	7.8 ± 5.5
7	19.6 ± 8.9
8	0.5 ± 0.1
9	13.5 ± 8.2
	44.9 ± 13.9

Tabelle 5.7: 1.809 MeV Flüsse der OB Assoziationen im extinktionskorrigierten Assoziationsmodells. Die letzte Zeile der Tabelle gibt den resultierenden totalen 1.809 MeV-Fluß an.

Damit ergibt sich ein summierter γ -Fluß von $(4.5 \pm 1.4) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ aus den noch nicht im Detail vermessenen OB Assoziationen. Zusammen mit den Flüssen von Cygnus OB2 sowie der diskreten, nicht assoziierten Einzelquellen errechnet sich so ein Gesamtfluß der Cygnus Region von $(8.0 \pm 1.8) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dieser Wert stimmt recht gut mit dem beobachteten Gesamtfluß der Region überein.

Die Abbildungen 5.16 und 5.17 zeigen die zu den Abbildungen 5.13 und 5.14 äquivalenten Karten des extinktionskorrigierten 1.809 MeV-Intensitätsmodells.

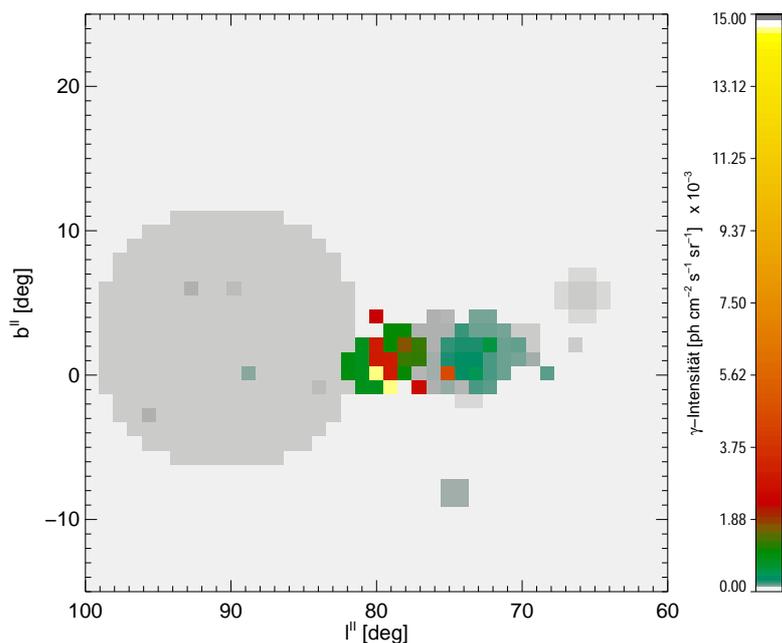


Abbildung 5.16: 1.809 MeV Intensitätsmodell für 6 extinktionskorrigierte OB Assoziationen mit $\Gamma = 1.7$ und nicht assoziierte Wolf-Rayet Sterne und Supernova-Überreste.

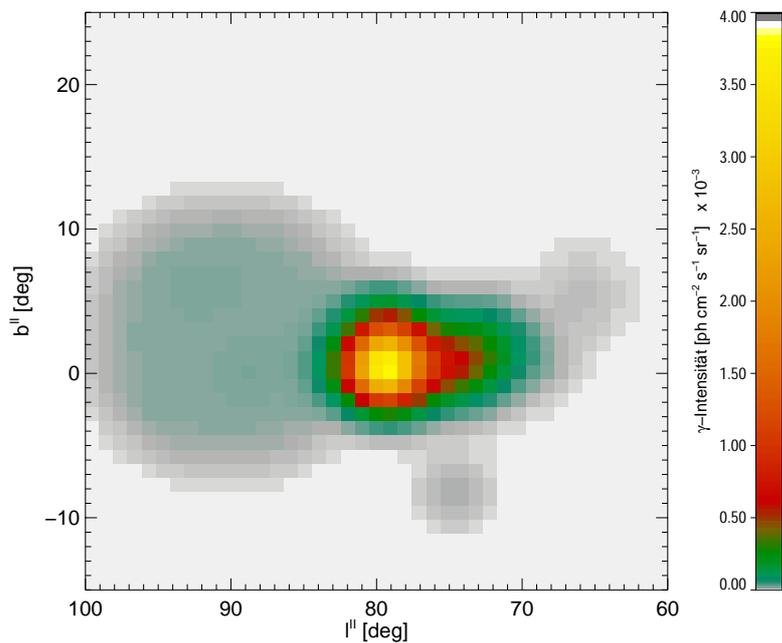


Abbildung 5.17: Das Intensitätsmodell aus Abbildung 5.16 nach der Faltung mit einer zu COMPTEL äquivalenten Punktbildfunktion.

5.3.4 Von der EUV-Strahlung zur thermischen Bremsstrahlung

Der breitangelegte Modellvergleich diverser Himmelskarten unterschiedlicher Wellenlängen mit der von COMPTEL beobachteten 1.809 MeV Strahlung entlang der gal. Ebene (z.B. *Knödlseeder* (1997)) hat gezeigt, daß die 1.8 MeV Emission besonders gut mit der Intensitätsverteilung thermischer Bremsstrahlung korreliert, welche auf Basis von COBE DMR Beobachtungen im Radiofrequenzbereich von 53 GHz gewonnen wurde. Diese gute Übereinstimmung findet ihre Fortsetzung auf kleinerer Größenskala in der Cygnus Region.

Die Komponente des Radiokontinuums entsteht in Regionen ionisierten Gases durch die Wechselwirkung freier Elektronen im elektrischen Feld positiv geladener Ionen. Die Emission harter EUV-Photonen mit Wellenlängen unterhalb von 91.2 nm (50.4 nm), was Photonenenergien über 13.6 eV (24.6 eV) entspricht, durch heiße, junge Sterne ist die dominierende Quelle der Ionisation von interstellarem Wasserstoff (Helium).

Da die mittlere freie Weglänge dieser EUV-Photonen im interstellaren Medium mit einigen Parsec recht kurz ist, läßt sich die Emission von EUV-Photonen von O-Sternen bzw. OB Assoziationen, wie sie mein Populationssynthesemodell vorhersagt, nicht direkt beobachten. Indirekt erscheint die Beobachtung des Bremsstrahlungskontinuums als besonders geeignet, da die Radiostrahlung ähnlich wie die γ -Strahlung nicht der interstellaren Extinktion unterworfen ist.

Mit Hilfe der Beziehungen für die Ausbreitung von Strömngrenzsphären und für die Bremsstrahlungsemissivität bei einer gegebenen Radiofrequenz läßt sich ein einfaches Vorhersagemodell für die erwartete Intensitätsverteilung der thermischen Bremsstrahlung erstellen (Abschnitt 3.2.6). Wie im Fall der 1.809 MeV Emission, wo neben den Assoziationen noch nicht-assoziierte Wolf-Rayet Sterne und Supernova-Überreste im Modell zu berücksichtigen sind, spielen im Falle der EUV-Emission nicht-assoziierte O- und Wolf-Rayet Sterne eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Zusammen mit den 6 OB Assoziationen meines Cygnus Modells ergibt sich so eine Liste von 53 Quellkandidaten.

Zur Erstellung einer Vorhersagekarte für thermische Bremsstrahlung wurde nun folgende Vorgehensweise gewählt: Zunächst müssen einige Annahmen über den Zustand des interstellaren Mediums und das mögliche Entweichen harte Photonen aus den kompakten Ionisationsgebieten gemacht werden. Aus der Existenz des diffusen, ionisierten Mediums, welches sich in einer dicken Scheibe um die galaktische Gasscheibe legt und eine wolkige Struktur aufweist, die wiederum gut mit der Verteilung aktiver Sternentstehungsgebiete korreliert, wurde geschlossen, daß ein Teil der photoionisierten Strahlungsquanten aus den kompakten HII-Regionen entweicht (*Ferguson et al.* 1996). Strahlungstransferrechnungen zeigen, daß typische Leckraten zwischen 1% und 15% des emittierten EUV-Photonenfluß betragen (*Dove und Shull* 1994, *Dove et al.* 2000a). Abbildung 5.18 zeigt die Leckrate in Abhängigkeit vom EUV-Photonenfluß wie sie aus Strahlungstransportrechnungen von *Dove et al.* (2000a) folgt. Für meine Karte thermischer Bremsstrahlung habe ich daher die Leckrate zu 10% angenommen. Die typische Dichte des diffusen, ionisierten Mediums liegt zwischen 0.1 und 1 cm^{-3} , typische Dichten von kompakten HII-Regionen erreichen dagegen Werte bis zu einigen 10 cm^{-3} . Für die weitere Rechnung habe ich daher Werte von 0.1 bzw. 10 cm^{-3} angenommen. Die Wahl der Dichte sollte die integrierte Intensität der thermischen Strahlung nicht beeinflussen, da sowohl die Strömngrensradien als auch das Emissionsmaß⁶

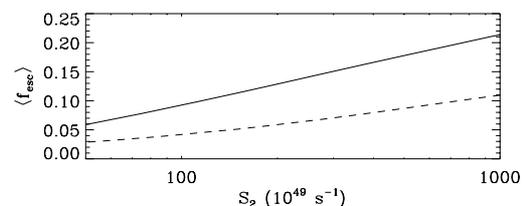


Abbildung 5.18: Leckrate ionisierender Photonen als Funktion vom EUV-Photonenfluß der OB Assoziation (*Dove et al.* 2000a). Die durchgezogene Linie setzt konstante Sternentstehung voraus, während im anderen Fall eine Glockenkurve als SFR dient.

⁶Das Emissionsmaß EM wird typischerweise in [$\text{cm}^6 \text{ pc}^{-1}$] angegeben.

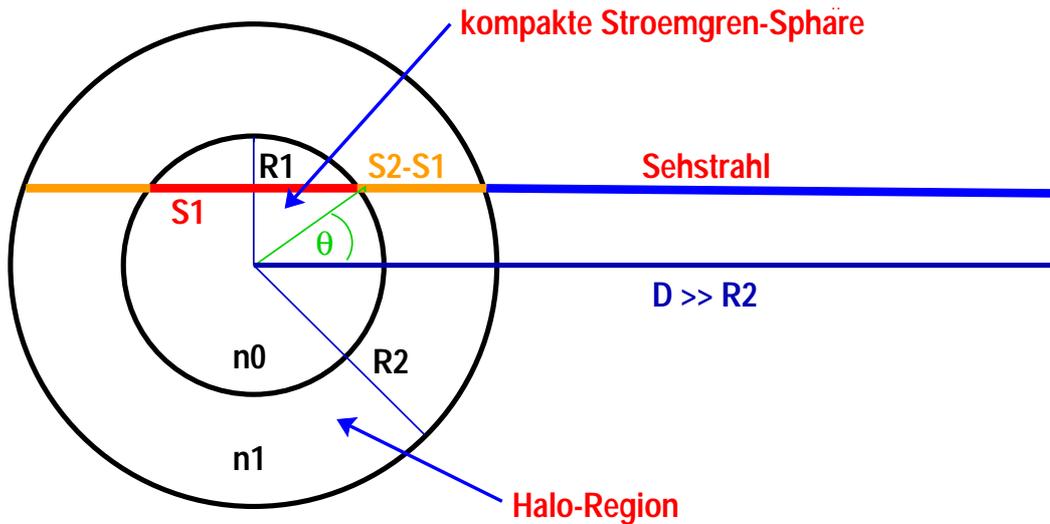


Abbildung 5.19: Die Schemazeichnung zeigt das Emissionsmodell für thermische Bremsstrahlung am Beispiel einer Quelle. Zur Erstellung der Vorhersagekarte wird u.a. die Annahme gemacht, daß die Strömengrennradien (insbesondere der äußere) viel kleiner als die Entfernung zur Quelle sind.

quadratisch von der Dichte abhängen. Als geometrisches Modell der Emissionsgebiete dient das Bild der Strömengrensphären. Dabei wird jede Strahlungsquelle durch zwei ineinandergeschachtelte Kugeln beschrieben, deren Radien sich aus den Strömengrennradien für die Wertepaare $(0.9 \cdot Q_0; 10 \text{ cm}^{-3})$ und $(0.1 \cdot Q_0; 0.1 \text{ cm}^{-3})$ errechnen. Abbildung 5.19 zeigt das Emissionsmodell für eine Quelle. Zur Vereinfachung der Berechnung wird zusätzlich die Annahme gemacht, daß die Strömengrennradien deutlich kleiner als die Entfernung zur Quelle sind. In dieser Näherung ergibt sich die Sehstrahlänge s innerhalb des ionisierten Volumens zu

$$s = 2 \cdot R_S \cdot \cos(\theta), \quad (5.3)$$

wobei θ den Winkel zwischen Auftreffpunkt des Sehstrahls und der Achse Quelle-Beobachter meint. Für die Sehstrahlänge durch den äußeren Halo ist zu beachten, daß

$$s_{\text{Halo}} = s_{\text{Diffus}} - s_{\text{Kompakt}} \quad (5.4)$$

ist. Mit diesen Weglängen erhält man unter der Annahme eines homogenen Mediums das Emissionsmaß nach

$$\text{EM} = s_{\text{Kompakt}} \cdot n_{\text{Kompakt}}^2 + s_{\text{Halo}} \cdot n_{\text{Diffus}}^2. \quad (5.5)$$

Zusammen mit dem frequenzabhängigen Skalierungsfaktor erhält man schließlich die Intensität der thermischen Bremsstrahlung im gewählten Frequenzbereich. Die Abbildungen 5.20 und 5.21 zeigen die resultierenden Bremsstrahlungskarte bei 53 GHz in Einheiten der Antennentemperatur für das Assoziationsmodell bzw. das extinktionskorrigierte Assoziationsmodell. In beiden Abbildungen wurden durch Faltung des Intensitätsmodell der vorhergesagten Bremsstrahlung mit einer Punktbildfunktion der Breite 7° (FWHM) die Abbildungseigenschaften des COBE DMR Instrumentes berücksichtigt.

Die Berechnung liefert mit den oben gewählten Parametern für das nicht extinktionskorrigierte Assoziationsmodell mit dem flacheren Salpeter-Anfangsmassenspektrum intensivere thermische Bremsstrahlung als für das extinktionskorrigierte Modell mit steilerer IMF ($\Gamma = 1.7$). Andererseits ist die Bremsstrahlungsemission des extinktionskorrigierten Modells bei größeren galaktischen Längen (Cygnus OB7 Gebiet) ausgebreiteter als die des Salpetermodells.

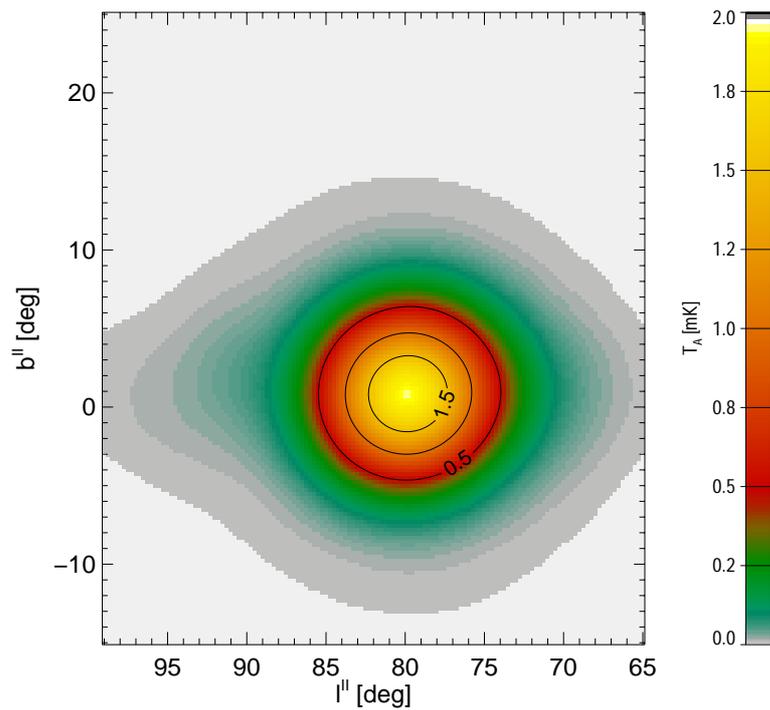


Abbildung 5.20: Die Karte zeigt die dem Assoziationsmodell entsprechende geglättete Intensitätsverteilung thermischer Bremsstrahlung bei 53 GHz. Dem Modell liegt eine Anfangsmassenverteilung mit $\Gamma = 1.35$ zugrunde. Die Intensität ist dabei in Einheiten der Antennentemperatur angegeben.

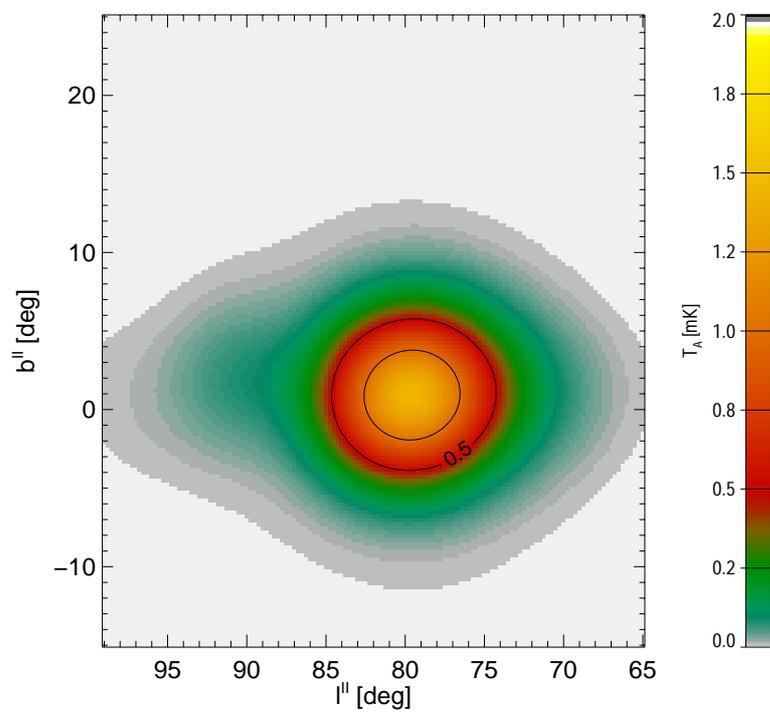


Abbildung 5.21: Die Karte zeigt die dem extinktionskorrigierten Assoziationsmodell entsprechende geglättete Intensitätsverteilung thermischer Bremsstrahlung bei 53 GHz.

Abbildung 5.22 zeigt vergleichsweise die aus den COBE Beobachtungen resultierende Bremsstrahlungskarte der Cygnus Region (Banday et al. 1996, Bennett et al. 1996, Kogut et al. 1996) in gleicher Intensitätsskalierung wie die Modellkarten aus Abbildung 5.20 und 5.21. Die Intensitätsmaxima der beiden Modellkarten liegen etwa 1° bis 2° westlich vom Maximum der COBE Karte. Dieses Verhalten der modellierten Intensitätsverteilungen ist auf den dominanten Beitrag der Cygnus OB2 Assziation zurückzuführen. Darüberhinaus ist die Intensität der beobachteten thermischen Bremsstrahlung im Maximum um etwa 0.2 bzw. 0.4 mK höher als in den beiden Modellkarten. Einerseits ist der relative Fehler COBE DMR Karte aber im Bereich von 20%, was bei einem Intensitätsmaximum von etwa 1.85 mK einem absoluten Fehler von ca. 0.2 mK ergibt. Andererseits ist unter Berücksichtigung der vereinfachenden Annahmen des Modells eine Abweichung von deutlich weniger als 50% ein befriedigendes Ergebnis. Zum einen wurde angenommen, daß Photoionisation die einzige Quelle freier Elektronen ist. Zum anderen wurde ein reines Wasserstoffgas mit homogener Dichteverteilung als Medium angenommen ($n_e \cdot n_i = n^2$). Insbesondere in Gebieten höherer Dichten und Temperaturen, wie sie in den Schockfront sich ausbreitender Gasblasen zu finden sind, sowie im Inneren sehr heißer Blasen ($T \sim 10^7$ K) spielt neben der Photoionisation jedoch auch die Stoßionisation eine wachsende Rolle, so daß mehr Materie im ionisierten Zustand gehalten werden kann. Im allgemeinen ist, ab Temperaturen von etwa 10^6 K ist der Stoßionisationsquerschnitt von gleicher Größenordnung wie der Photoionisationsquerschnitt. Der Übergang zu einem chemisch durchmischten Medium führt ferner zu einer größeren Anzahl freier Elektronen, da schwere Elemente mehrfach ionisiert werden können. So werden in heißen Umgebungen z.B. Linien des 6-fach ionisierten Sauerstoffs beobachtet. Daher ist die gute Korrelation von beobachteter 1.809 MeV Intensität und thermischer Bremsstrahlung auch in der Cygnus Region bestätigt. Auf Grund der Unsicherheiten ist eine Unterscheidung der Populationssynthesemodelle vor und nach Extinktionskorrektur nur marginal möglich ist.

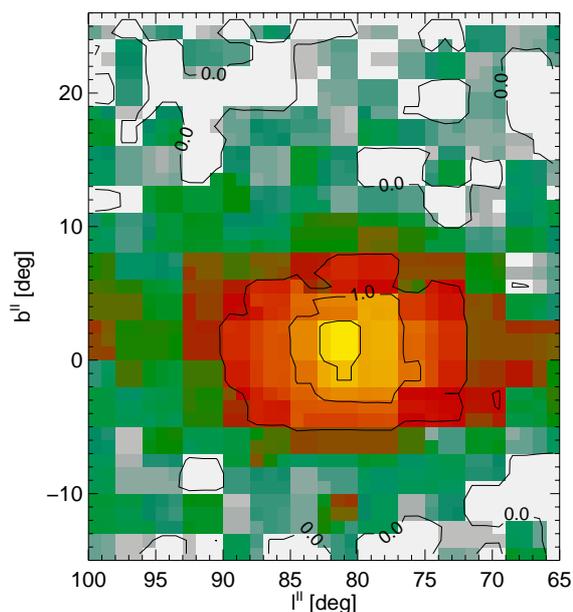


Abbildung 5.22: COBE DMR Karte der thermischen Bremsstrahlung bei 53 GHz in der Cygnus Region (Banday et al. 1996, Bennett et al. 1996, Kogut et al. 1996).

5.3.5 Dynamische Verteilung von ^{26}Al im interstellaren Medium

Der Eintrag neu synthetisierter Materie in das interstellare Medium ist eng an die Phänomene des Sternwinds und der Ausbreitung von Supernova-Überresten gekoppelt. In den vorangegangenen Abschnitten wurden Modelle für die Intensitätsverteilung der 1.809 MeV Emission in der Cygnus Region erarbeitet, welche die räumliche Ausdehnung durch diese Effekte nur für die ausgedehnten Supernova-Überreste berücksichtigen. Typische Radien für Wolf-Rayet Windblasen von ca. 30 pc ergeben bei einer Entfernung von 500 pc Winkelausdehnungen von annähernd 7° . Bei typischen Windgeschwindigkeiten von 1000 km s^{-1} erreicht frisch freigesetztes ^{26}Al die Blasenhülle in etwa 30000 Jahren, was nur einem Bruchteil der Lebensdauer entspricht. Die zu erwartende 1.809 MeV Emission erstreckt sich also über das gesamte Gebiet der Windblase, die Quelle erscheint ausgedehnt. Tabelle 5.8 listet die Radien von Windblasen eines $50 M_\odot$ Sterns bei verschiedenen Teilchendichten des interstellaren Mediums, wie sie aus einer Modifikation meines Expansionsmodells folgen (zu diesen Modifikationen siehe Anhang H).

n_0^{ISM} (cm^{-3})	R_s (pc)
1	65
10	50
100	30

Tabelle 5.8: Radien von Wolf-Rayet Blasen in Abhängigkeit von der Teilchendichte des interstellaren Mediums

Ganz ähnlich ist für OB Assoziationen zu erwarten, daß die Ausbildung von Superblasen um die jeweilige Assoziation zu einer Ausdehnung der 1.809 MeV Intensität über die Grenzen der eigentlichen Sternpopulation hinaus führt. Basierend auf der Populationssynthese für die extinktionskorrigierten Populationen aus Abschnitt 5.3.3 liefert mein Expansionsmodell Abschätzungen für die zu erwarteten Blasenradien beim geschätzten Assoziationsalter, welche in Tabelle 5.9 in Abhängigkeit von der Teilchendichte des umgebenden Mediums gelistet sind. Darüber hinaus sind für die Assoziationen mit schlecht oder nicht bestimmter Anfangsmassenfunktion wie bereits in Abschnitt 5.3.2 zwei Fälle untersucht worden.

Ass.	$\Gamma = 1.35$			$\Gamma = 1.7$		
	1 cm^{-3} R_s (pc)	10 cm^{-3} R_s (pc)	100 cm^{-3} R_s (pc)	1 cm^{-3} R_s (pc)	10 cm^{-3} R_s (pc)	100 cm^{-3} R_s (pc)
1	229.2	144.9	91.8	216.8	137.1	87.0
2	<i>194.0</i>	<i>122.7</i>	<i>77.8</i>			
3	343.8	217.1	137.3	318.9	201.4	127.4
7	307.1	194.0	122.7	283.7	179.3	113.5
8	127.0	80.9	51.9	117.6	75.1	48.4
9	318.9	201.4	127.4	310.9	196.4	124.2

Tabelle 5.9: Die Emissionseigenschaften der Cygnus OB Assoziationen nach Extinktionskorrektur. Die erste Zeile gibt die aus der Extinktionskorrektur erhaltenen Skalierungsfaktoren. Den kursiv gesetzten Werten für Cygnus OB2 liegt eine Anfangsmassenverteilung mit $\Gamma = 1.6$ zu grunde.

Bei Radien von 200 pc beträgt die Zeit zwischen Freisetzung und Erreichen der Hülle für ^{26}Al ~ 200000 Jahre. Auch Superblasen könnten daher über ihre gesamte Ausdehnung 1.809 MeV Strahlung emittieren. Wird die Annahme einer ausschließlichen Freisetzung von ^{26}Al im Expansionszentrum der Superblase berücksichtigt, so sind auch kürzere Zeitspannen denkbar.

Da die Unterschiede für die verschiedene Wahl der Anfangsmassenfunktion der jeweiligen Assoziation nicht signifikant sind, beschränkt sich die weitere Betrachtung auf die steilere Anfangsmassenfunktion, welche schon in der vorangegangenen Abschnitten zu grunde gelegt wurde. Mit den Entfernungen der Wolf-Rayet Sterne bzw. der OB Assoziationen folgen aus den Linearradien die entsprechenden Winkelausdehnungen, welche in die Modellierung der Morphologie der 1.809 MeV Emission der Cygnus Region einfließen. Beispielhaft zeigt Abbildung 5.23 die resultierende Intensitätsverteilung für eine mittlere Teilchendichte des interstellaren Mediums von 10 cm^{-3} bzw. 100 cm^{-3} .

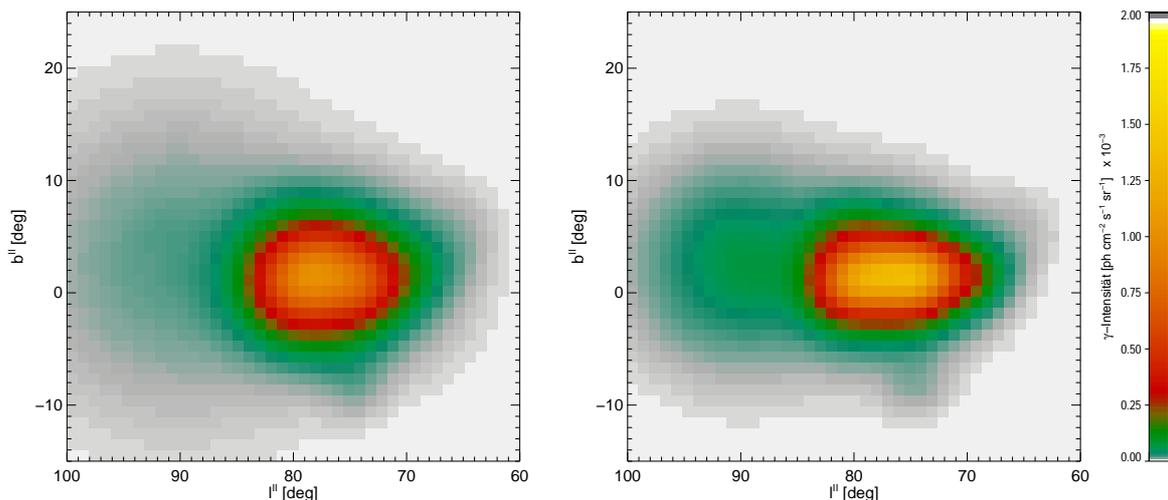


Abbildung 5.23: 1.809 MeV Intensitätsverteilung bei dynamischer Verteilung von ^{26}Al in Wind- und Superblasen sowie isolierten Supernova-Überresten für zwei verschiedene mittlere Teilchendichten des ISM. Der linken Abbildung liegt eine Dichte von 10 cm^{-3} zu Grunde, während im rechten Teilbild 100 cm^{-3} angenommen wurde. Beide Intensitätsverteilungen sind darüber hinaus den COMPTEL Abbildungseigenschaften angepaßt worden.

In einem im Mittel dünneren Medium führen die ausgedehnteren Blasenstrukturen zu einer großflächigeren Verteilung des freigesetzten ^{26}Al . Daraus resultiert eine geringere Oberflächenhelligkeit der beobachtbaren 1.809 MeV Strahlung. Ferner folgt eine immer stärker werdende Auswaschung einzelner Details der zugrundeliegenden Emissionsstruktur. Beide Intensitätsverteilungen haben große Ähnlichkeit mit der 1.809 MeV MREM-Karte der Cygnus Region (rechtes Teilbild in Abbildung 2.23). Verglichen zur Maximum Entropie Karte fällt insbesondere bei höheren Teilchendichte eine Diskrepanz bei gal. Längen um 90° auf. Diese läßt sich auf die starke Cygnus OB7 Komponente im vorliegenden Fall der extinktionskorrigierten Populationssynthese zurückführen. Wendet man auf Cygnus OB7 keine Extinktionskorrektur an, so reduziert sich diese Diskrepanz erheblich. Die Assoziation Cygnus OB7 liegt mit ihrer Entfernung von ca. 800 pc in der Molekülwolkenverteilung, welche zur Extinktionskorrektur herangezogen wurde, so daß das angewendete Verfahren für Cygnus OB7 leicht zu große Korrekturfaktoren liefern könnte. Bei den hier diskutierten Modellen der dynamischen Verteilung von ^{26}Al im interstellaren Medium muß berücksichtigt werden, daß das Modell der Blasenexpansion ein homogenes, isotropes Medium annimmt. Daher sind die Blasenstrukturen ideale Kugeln im ISM. Darüberhinaus wurde die gegenseitige Beeinflussung der Blasen untereinander z.B. durch Überlapp zweier benachbarter Blasen vernachlässigt. Insbesondere für die großen Superblasen im dicht populierte Zentralgebiet der Cygnus Region ist dies eigentlich keine gute Annahme mehr. So daß morphologische Abweichungen der beobachtbaren von den modellierten Intensitätsverteilungen wahrscheinlich sind. Der Überlapp zweier Superblasen kann in der Kollisionszone u.a. zur Bildung eines lokalen Intensitätsmaximums führen.

5.3.6 Propagierende Sternentstehung der Cygnus OB Assoziationen

Seit der Entdeckung der großen Röntgen-Superblase (*Cash et al.* 1980) mit Cygnus OB2 in deren Zentrum wurde diese Assoziation von verschiedenen Autoren als mögliche Ursache dieser großen Superblase gesehen (Abschnitt 5.2.3). *Comerón et al.* (1993) fanden in ihrer Auswertung der Eigenbewegungen von Sternen der Cygnus Region im *HIPPARCOS Input Catalogue* Anzeichen einer ungewöhnlichen, gemeinsamen Fluchtbewegung von Sternen in radialer Richtung aus dem Bereich der Cygnus Superblase. Auf dieser Beobachtung aufbauend haben *Comerón et al.* (1993) ein Szenario propagierender Sternentstehung vorgeschlagen.

Danach hätte starke Sternwind- und Supernova-Aktivität in Cygnus OB2 die Sternentstehung in zwei benachbarten OB Assoziationen (Cygnus OB1 & OB9) ausgelöst. Dieses Bild der Cygnus Region wird im folgenden abgekürzt als propagierende Sternentstehung oder Comerón-Szenario bezeichnet. *Comerón und Torra* (1994) konnten zeigen, daß bei mittleren Teilchendichten des umgebenden Mediums von einigen 10 bis 100 cm^3 die Expansion einer Superblase auf Zeitskalen von einigen 10^6 Jahren zur Ausbildung von großen Instabilitätsbereichen neigt. Mit einem Alter der Struktur zwischen 3 und 10 Mio. Jahren (*Torres-Dodgen et al.* 1991, *Comerón et al.* 1993) erscheint das vorgeschlagene Szenario als plausibel. *Comerón und Torra* (1994) betonen in ihrer Diskussion allerdings die Unsicherheiten der Struktur und Verteilung des interstellaren Mediums in Richtung der Cygnus Region. Auch die Vernachlässigung interstellarer Magnetfelder in der Modellierung der Instabilitäten der Superblase kann zu zusätzlichen Unsicherheiten in der Effizienz der propagierenden Sternentstehung führen. Als Test der Propagations-Hypothese führen *Comerón und Torra* (1994) eine Abschätzung des Energieeintrags durch die Cygnus OB2 Assoziation durch: Unter der Annahme einer Salpeter-Massenverteilung und einem mittleren Windenergiefluß von $2 \cdot 10^{34}\text{ erg s}^{-1}$ pro OB Stern folgt für die untere Altersschränke, nach der noch keine Supernova stattgefunden haben sollte, eine totale Masse zwischen 1 und $120 M_{\odot}$ von ca. $1.3 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Für den Fall der oberen Altersgrenze schätzen *Comerón und Torra* (1994) auf Basis der etwa 400 beobachteten Mitglieder (*Massey und Thompson* 1991) und einer Korrektur von bis zu 100 Supernovae eine totale Masse der OB Assoziation von $3.1 \cdot 10^4 M_{\odot}$ ab.

Die Auswertung der von HIPPARCOS beobachteten Sterneigenbewegungen in den Cygnus OB Assoziationen untermauerte die Hinweise auf ein radiales Auseinanderdriften der Sterne mit Cygnus OB2 als kinematischem Zentrum (*Comerón et al.* 1998). Die HIPPARCOS Messungen erlaubten darüber hinaus eine Ausweitung der Propagations-Hypothese auf zwei weitere OB Assoziationen (Cygnus OB3 & OB7). Aus den Geschwindigkeiten der Eigenbewegungen dieser Sterne leiteten *Comerón et al.* (1998) die notwendige Energie in der expandierenden Superblase ab, welche die Sternentstehung hervorgerufen haben könnte. Nach Ausschluß sog. *Runaway Stars* oder *Schnellläufersterne* mit Eigengeschwindigkeiten über 25 km s^{-1} erhielten *Comerón et al.* (1998) eine notwendige mechanische Luminosität von $4.7 \cdot 10^{39}\text{ erg s}^{-1}$. Dabei wurde die mittlere Teilchendichte des umgebenden Mediums zu 40 cm^{-3} angenommen. Basierend auf dieser Energieabschätzung gelangten die Autoren zu einer notwendigen OB-Populationsstärke von 2800 Sternen. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem kürzlich auf Basis der 2MASS-Beobachtungen erhaltenen Wert von 2600 OB Sternen (*Knödlseder* 2000). Allerdings zeigt ein Vergleich dieser Arbeit auch einen wesentlichen Widerspruch im hier vorgestellten Szenario auf: Die gut definierte Hauptreihe des Cygnus OB2 Hertzsprung-Russel Diagramms erlaubt eine Einschränkung des Alters dieser Assoziation auf unter 3.5 Mio. Jahre (siehe Abbildung 5.11 und die zugehörige Diskussion). Dieses niedrige Alter wird zu dem durch das Fehlen von Supernova-Überresten im Gebiet von Cygnus OB2 unterstützt (*Wendker et al.* (1991)).

Nichtsdestotrotz lassen sich für ein solches Szenario propagierender Sternentstehung bezüglich der Modellierung der OB Assoziationen der Cygnus Region einige Modifikationen ableiten, anhand deren sich u.U. die Propagations-Hypothese im Rahmen meines Cygnus Modells untersu-

chen läßt. Zu dem stellt das Szenario umgekehrt einen möglichen Testfall für die Kombination meines Emissionsmodells und des Superblasen-Expansionsmodells dar.

5.3.6.1 Die Observablen bei propagierender Sternentstehung

Zunächst soll das Szenario der propagierenden Sternentstehung und der darin festgelegten Parameter als Ausgangspunkt für eine *besser* definierte Modellierung der Cygnus Region dienen. Insbesondere sind in diesem Bild grundsätzlich alle OB Assoziationen außer Cygnus OB8 jünger als Cygnus OB2. Dabei ist der Altersunterschied nach unten durch die früheste einsetzende Instabilität begrenzt. Nach *Comerón und Torra (1994)* liegt diese Zeitspanne zwischen 1 und 3 Mio. Jahren.

Beispielhaft werden in Tabelle 5.10 die Vorhersagen der einzelnen Observablen für Cygnus OB2 sowie die vier betroffenen OB Assoziationen zusammengefaßt. Für die vorliegende Berechnung wurde ein Alter für Cygnus OB2 von 6 Mio. Jahren und ein Zeitverzug zwischen 1 und 2 Mio. Jahren für die anderen Assoziationen angenommen. Mit den verbleibenden Randbedingungen (Tabelle 5.3) wurden in der bereits beschriebenen Vorgehensweise Sternpopulationen generiert und untersucht. Dabei wurde ein Anfangsmassenspektrum mit $\Gamma = 1.7$ zu Grunde gelegt.

Ass.		2	1	3	7	9
$M_{tot}^{(8;120)}$	$(10^3 M_\odot)$	13.6 ± 1.1	1.6 ± 0.9	1.1 ± 0.4	1.3 ± 0.8	0.9 ± 0.3
M_{26}^{ISM}	$(10^{-4} M_\odot)$	61.1 ± 5.1	4.6 ± 2.5	3.1 ± 1.0	3.7 ± 2.2	2.5 ± 1.0
M_{60}^{ISM}	$(10^{-4} M_\odot)$	10.4 ± 0.8	0.3 ± 0.2	0.3 ± 0.2	0.2 ± 0.2	0.1 ± 0.1
L_w	$(10^{38} \text{ erg s}^{-1})$	16.3 ± 1.2	2.1 ± 1.1	1.5 ± 0.5	1.7 ± 1.0	1.2 ± 0.4
E_w	(10^{52} erg)	34.7 ± 2.9	1.7 ± 1.1	1.1 ± 0.4	1.4 ± 0.9	0.9 ± 0.4
Q_{EUV}	$(10^{49} \text{ ph s}^{-1})$	47.3 ± 3.6	10.6 ± 5.2	8.5 ± 2.9	8.6 ± 4.7	6.8 ± 2.6
Y_{26}^{O7V}	$(10^{-5} M_\odot)$	17.0 ± 2.7	5.7 ± 5.9	4.8 ± 3.2	5.7 ± 6.5	4.8 ± 3.8

Tabelle 5.10: Die Emissionseigenschaften der Cygnus OB Assoziationen bei propagierender Sternentstehung.

Nach Umrechnung der ^{26}Al -Erträge auf γ -Flüsse ergibt sich für die 1.809 MeV Emission der Cygnus Region folgendes Bild:

Assoziation	$\Phi_{1.809 \text{ MeV}}^{\Gamma=1.35}$ ($10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	$\Phi_{1.809 \text{ MeV}}^{\Gamma=1.6}$ ($10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
2	–	24.5 ± 13.6
1	1.8 ± 2.5	–
3	1.2 ± 1.4	–
7	6.7 ± 5.0	–
9	1.5 ± 1.2	–
	11.2 ± 5.9	24.5 ± 13.6

Tabelle 5.11: 1.809 MeV Modellflüsse der OB Assoziationen bei propagierender Sternentstehung.

Zusammen mit dem für Cygnus OB8 bestimmten Fluß (Tabelle 5.5) ergibt sich ein durch die OB Assoziationen verursachter Gesamtfluß in der ^{26}Al -Zerfallslinie von $(3.6 \pm 1.5) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Der resultierende Gesamtfluß ist also kleiner als im Szenario der von einander unabhängigen OB Assoziationen. Allerdings sind die Ergebnisse innerhalb der recht großen Fehlergrenzen konsistent. Würde auch im Comerón-Szenario die vorgeschlagene Extinktionskorrektur angewandt, so ergäbe sich ein Gesamtfluß durch die OB Assoziationen von $(4.6 \pm 1.6) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$;

annähernd identisch mit dem zuvor erhaltenen Wert für das extinktionskorrigierte Modell. Abbildung 5.24 zeigt die geglättete Modellkarte der 1.809 MeV Intensität, wie sie aus Tabelle 5.11 folgt. Die resultierende Intensitätsverteilung zeigt ein schärfer ausgeprägtes Maximum bei $l = 80^\circ$ als die in den Abbildungen 5.14 und 5.17, welches durch Cygnus OB2 hervorgerufen wird.

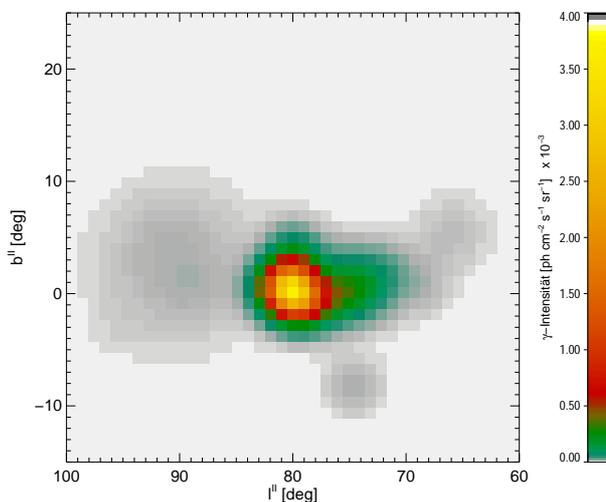


Abbildung 5.24: Geglättetes 1.809 MeV Intensitätsmodell der Cygnus OB Assoziationen bei propagierender Sternentstehung.

Analog zu den im Vorangehenden diskutierten Vergleichen kann auch im Fall der Propagations-Hypothese eine Modellkarte der thermischen Bremsstrahlung als Test herangezogen werden. Abbildung 5.25 zeigt die mit Hilfe des bereits beschriebenen Modells der thermischen Bremsstrahlung gewonnene 53 GHz Karte. Wird auf die Populationen der zu Grunde liegenden OB Assoziationen zusätzlich die in Abschnitt 5.3.3 beschriebene Extinktionskorrektur angewandt, so ergibt sich die im rechten Teilbild gezeigte Intensitätsverteilung. Die hier gezeigten Intensitätsmodelle wurden durch Faltung mit einer 7° breiten (FWHM) Gaußfunktion den Abbildungseigenschaften des COBE DMR Instruments angepaßt.

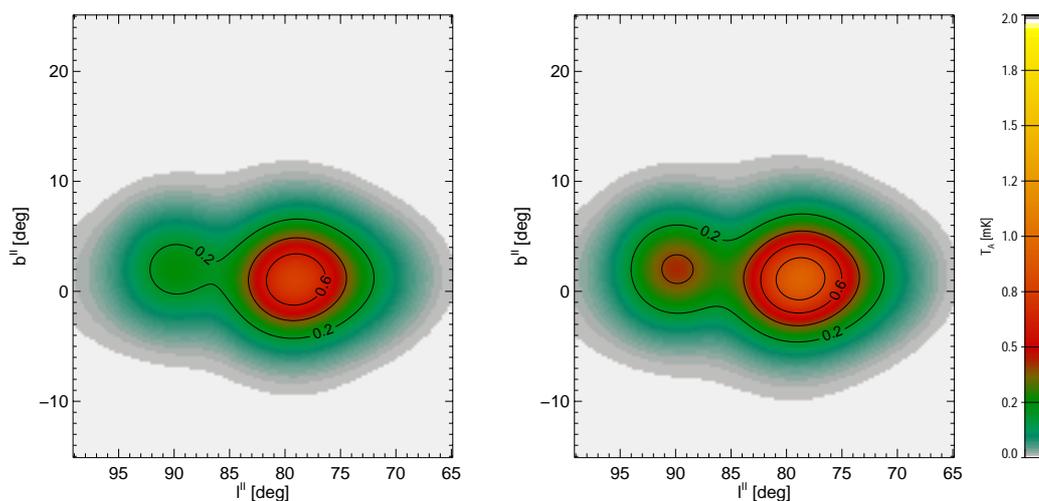


Abbildung 5.25: Intensität der thermische Bremsstrahlung bei 53 GHz durch heiße Sterne und OB Assoziationen im Bild propagierender Sternentstehung der Cygnus OB Assoziationen. Die Intensität ist in Einheiten der Antennentemperatur angegeben. Das rechte Teilbild zeigt die analoge Intensitätsverteilung bei zusätzlicher Extinktionskorrektur der Assoziationspopulationen.

Im Vergleich zu der in Abbildung 5.22 gezeigten beobachteten Bremsstrahlungsintensität fällt auf, daß die Morphologie der modellierten Intensitätsverteilung bei propagierender Sternentstehung derjenigen der COBE Karte näher kommt als in den Modellen mit unabhängigen OB Assoziationen. Die Intensitätsmaxima der Modellkarten weichen aber auch unter der Propagations-Hypothese noch systematisch zu kleineren Längen ab. Ferner ist die Intensitäten der Modelle um einen Faktor 3 bzw. 2 niedriger als die beobachteten Intensitäten. Damit sind die aus der propagierenden Sternentstehung resultierenden Intensitäten der thermischen Bremsstrahlung 30% bis 50% niedriger als im Cygnus Bild der unabhängigen OB Assoziationen. Wie bereits erwähnt, lassen sich diese Abweichungen aber unter Umständen auf die vereinfachenden Annahmen zurückführen. Zusätzlich führt das höher angenommene Alter für Cygnus OB2 zu einer starken Reduktion des Flusses an EUV Photonen dieser populationsstärksten Assoziation der Cygnus Region. Auf Grund dieser Unsicherheiten lassen sich die Modelle nicht mit Sicherheit von den in Abschnitt 5.3.2 diskutierten Cygnus Modellen unabhängiger OB Assoziationen unterscheiden.

5.3.6.2 Propagierende Sternentstehung und die Eigenschaften von Cygnus OB2

Comerón et al. (1998) haben die notwendige Energie für die Entstehung der Superblase und der aus ihrer Fragmentation resultierenden Sternentstehung zu $4.7 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ abgeschätzt. Da *Comerón et al.* (1998) ihre Abschätzung auf Basis der u.a. von *Castor et al.* (1975b) und *Weaver et al.* (1977) entwickelten Näherung der Blasenexpansion gewonnen haben, welche explizit eine zeitlich konstante Energiequelle voraussetzt, ist der so erhaltene Wert im Zusammenhang eines dynamischen Entwicklungsmodells einer Assoziation nur als Normwert geeignet. Die Diskussion der zeitlichen Entwicklung der mechanischen Leuchtkraft in Kapitel 4 hat gezeigt, daß diese insbesondere bei sehr kurzer Sternentstehungsaktivität einer dynamischen Entwicklung über einige Größenordnungen unterliegt. Ein direkter Vergleich mit den von meinem Modell vorhergesagten momentanen mechanischen Leuchtkräften ist daher nicht möglich. Vielmehr muß über das Zeitprofil der mechanischen Leuchtkraft bis zum gewünschten Alter gemittelt werden. Gleichung 5.6 ergibt eine konstante Äquivalentleuchtkraft, welche für den gewählten Zeitpunkt eine Superblase mit gleichen Eigenschaften erzeugt, wie sie aus der dynamischen Entwicklung bis zu diesem Zeitpunkt folgen würde.

$$\langle L_w \rangle |_t = \frac{\int_0^t L_w(\hat{t}) d\hat{t}}{t} \quad (5.6)$$

Ersetzt man zusätzlich in dieser Gleichung die momentane mechanische Leuchtkraft $L_w(t)$ für eine festgewählte Populationsstärke durch die auf die totale Masse der Assoziation normierten Werte $l_w(t)$, welche parametrisch nur noch von der Steigung der Anfangsmassenverteilung und der Sternentstehungsrate abhängen, so erhält man nach der Beziehung

$$M_{tot}^{(M_{lo}; M_{up})}(t) = \frac{L_w^{Comeron}}{\int_0^t l_w(\hat{t}) d\hat{t}} \quad [M_\odot] \quad (5.7)$$

die totale Masse (zwischen den Massengrenzen) einer Assoziation, welche zum Zeitpunkt t gerade die gewünschte mechanische Konstantleuchtkraft aufweist. Durch Einsetzen des Normwerts von $4.7 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ folgen also die entsprechenden totalen Massen der Cygnus OB2 Assoziation im Bild der propagierenden Sternentstehung.

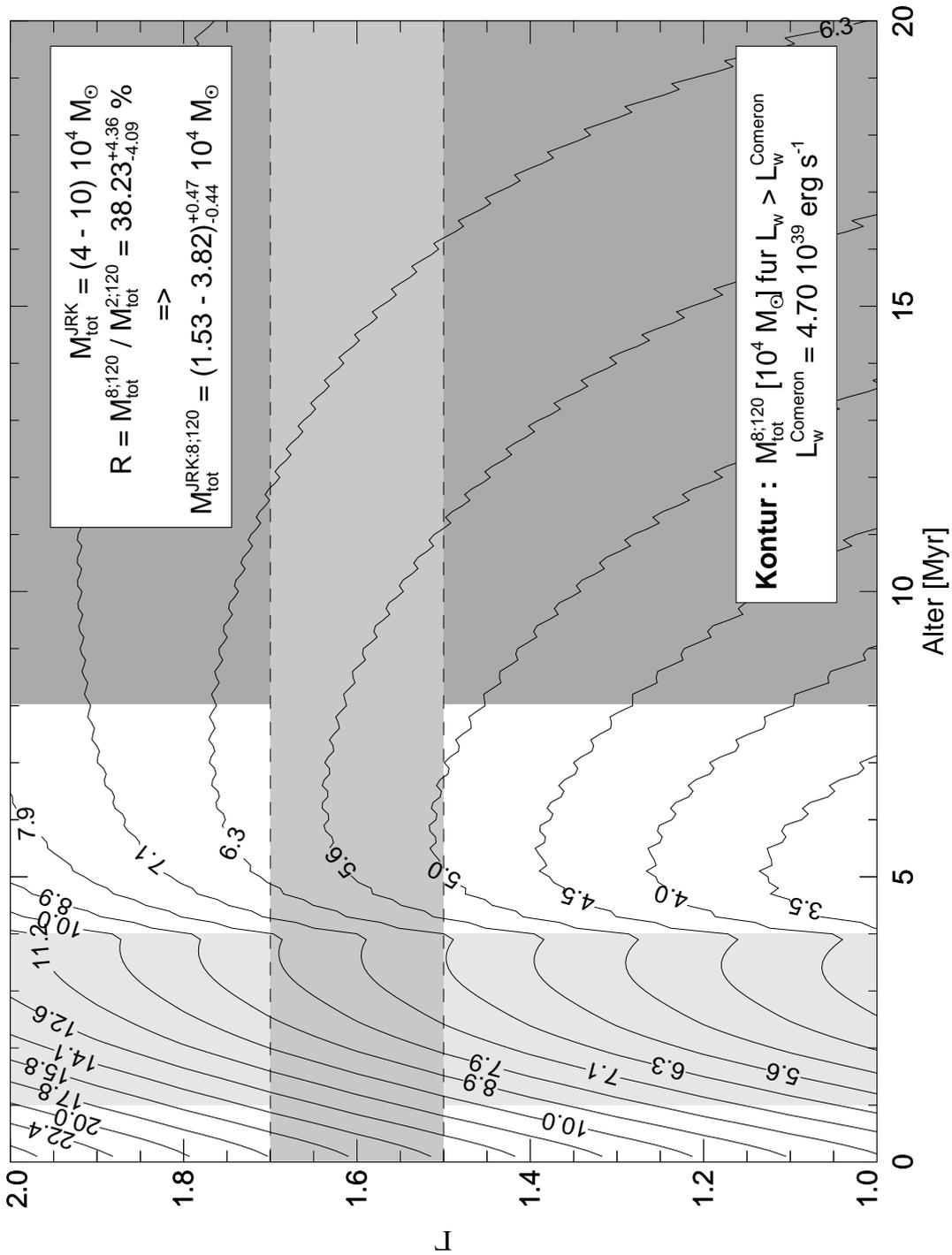


Abbildung 5.26: Totale Masse einer Assoziation (Konturlinien), welche nach Gleichung 5.7 im Populationssynthese-Modell zum gewählten Zeitpunkt und bei der entsprechenden Steigung der IMF gerade die von Comerón et al. (1998) geforderte äquivalente mechanische Konstantenleistungkraft erbringt. Die Masse ist dabei in Einheiten von $10^4 M_{\odot}$ gegeben. Der dunkelgrau schattierte Bereich markiert im Fall instantaner Sternentstehung den durch die Sternbeobachtung ausgeschlossenen Altersbereich, während der hellgraue, vertikale Balken den Bereich des wahrscheinlichsten Alters von Cygnus OB2 abdeckt. Der mittelgraue, horizontale Balken markiert schließlich das von Knödlseeder (2000) bestimmte Band der wahrscheinlichsten IMF-Steigungen.

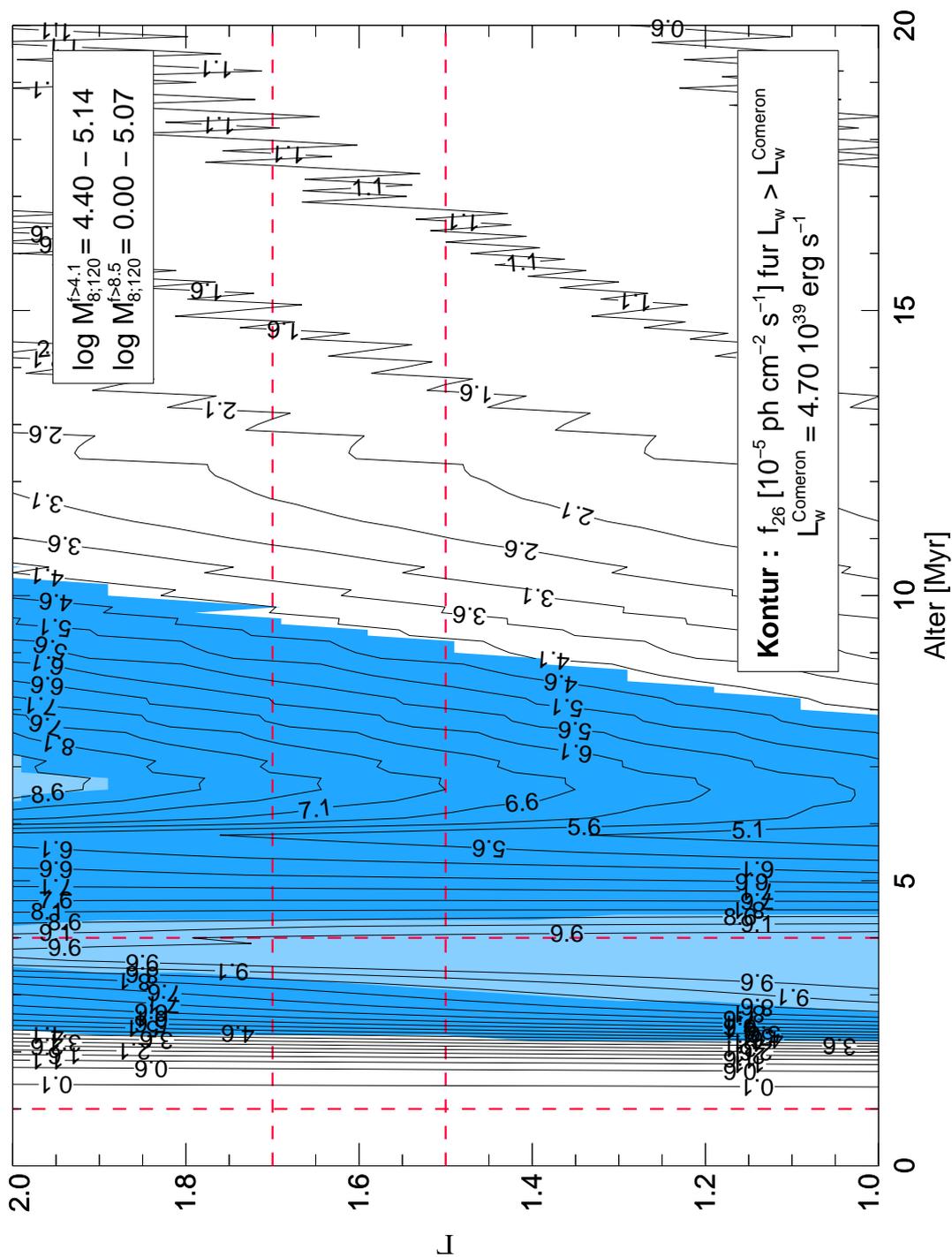


Abbildung 5.27: Aufbauend auf den totalen Massen aus Abbildung 5.26 errechnen sich auf Basis der massennormierten Zeitprofile der interstellaren ^{26}Al -Massen und der Entfernung zu Cygnus OB2 entsprechende 1.809 MeV Flüsse für das Comerón-Szenario. Das dunkel unterlegte Gebiet markiert dabei den Parameterbereich, in dem die Assoziation 1.809 MeV Flüsse über $4.1 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ aufweist, während im hell markierten Bereich ein Mindestfluß von $8.5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht wird.

Abbildung 5.26 zeigt eine Konturenkarte, welche die Abhängigkeit der totalen Massen aus Gleichung 5.7 von der Steigung des Anfangsmassenspektrums und des Alters der Assoziation untersucht. Nach *Knödlseeder* (2000) liegt Cygnus OB2 in diesem Parameterraum mit hoher Wahrscheinlichkeit im Überlappungsbereich von hellgrauer und mittelgrauer Schattierung ($\tau_{\text{OB2}} = 2.5 \pm 1.5 \text{ Myr}$ und $\Gamma_{\text{OB2}} = 1.6 \pm 0.1$). In diesem Intervall liegen die totalen Massen für das Massenintervall $M_i/M_\odot \in [8; 120]$ zwischen $6.3 \cdot 10^4 M_\odot$ und $1.5 \cdot 10^5 M_\odot$. Diese Werte müssen mit den entsprechenden Angaben aus Beobachtungen der Sternpopulation von Cygnus OB2 verglichen werden. Für das Massenintervall $M_i/M_\odot \in [2; 120]$ leitet *Knödlseeder* (2000) eine totale Masse von $(4 - 10) \cdot 10^4 M_\odot$ her. Mit Hilfe der Anfangsmassenfunktion, für die eine Steigung von $\Gamma = 1.6 \pm 0.1$ bestimmt wurde, erhält man einen Anteil der Sterne zwischen 8 und $120 M_\odot$ von $38.23^{+4.36}_{-4.09}\%$. Damit errechnet sich die beobachtete totale Masse im gesuchten Massenintervall zu Werten zwischen $1.53^{+0.17}_{-0.16} \cdot 10^4 M_\odot$ und $3.82^{+0.44}_{-0.41} \cdot 10^4 M_\odot$. Die beobachtete Masse ist damit um einen Faktor 1.6 bis 9.8 signifikant kleiner als nach dem Bild der propagierenden Sternentstehung durch Cygnus OB2 erwartet.

Die in Abbildung 5.26 bestimmten totalen Massen für Cygnus OB2 können im Rahmen meines Assoziationsmodells dazu herangezogen werden, konkrete Vorhersagen der Emissionseigenschaften für Cygnus OB2 in Abhängigkeit von den Parametern τ und Γ der Assoziation zu machen. Dazu werden die jeweiligen massennormierten Observablen $x(t)$ nach

$$\mathcal{X}(t) = M_{\text{tot}}^{[M_{\text{lo}}; M_{\text{up}}]}(t) \cdot x(t) \quad (5.8)$$

mit der totalen Massen skaliert. Abbildung 5.27 zeigt beispielhaft eine so erhaltene Konturenkarte für den erwarteten ^{26}Al -Fluß der Assoziation. Die unterlegten Bereiche markieren die Gebiete im Parameterraum, in denen die Grenzflüsse von $4.1 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (dunkel) bzw. von $8.5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (hell) überschritten werden; die erste Grenze entspricht dem beobachteten 1.8 MeV Gesamtfluß der Cygnus West Region, während die zweite Grenze durch den totalen, mit dem MaxEnt-Algorithmus rekonstruierten 1.8 MeV-Fluß der Cygnus Region gegeben ist. Die Karte zeigt nebenbei die deutliche Verschiebung der relativen Gewichte von Wolf-Rayet und Supernova Maximum des ^{26}Al -Zeitprofils in Abhängigkeit von der Steigung des Anfangsmassenspektrums. In dem durch die jüngsten Beobachtungen (*Knödlseeder* 2000) festgelegten Parameterbereich, reichen die Flüsse von Werten unter $4.1 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bis zu Werten über $8.5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, wobei sich dieser Gradient von niedrigeren zu höheren Altern erstreckt. Berücksichtigt man, daß neben Cygnus OB2 auch andere Quellen zum Gesamtfluß beitragen, so kann auf Grundlage der COMPTEL 1.8 MeV γ -Beobachtungen der Parameterbereich mit Flüssen oberhalb von $8.5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ als unwahrscheinlich ausgeschlossen werden. Andererseits bleiben dann nur noch solche Parameterpaare übrig, bei denen die Massendiskrepanz zwischen beobachteter und vorhergesagter totaler Masse der Assoziation besonders hoch ist.

Beachtet man in dieser Diskussion die Unsicherheiten des von *Comerón et al.* (1998) abgeschätzten notwendigen Energieflusses, so erscheint ein Faktor 2 bis 3 Unsicherheit als durchaus realistisch. Zum Beispiel führt eine Reduktion der mittleren Dichte des umgebenden interstellaren Mediums von 40 cm^{-3} auf 20 bis 30 cm^{-3} beispielsweise schon zu einer Reduktion der notwendigen Energie um einen Faktor ~ 2 . Wiederholt man also die im Vorangegangenen diskutierte Analyse mit einer um einen Faktor 2 reduzierten mechanischen Konstantleuchtkraft, ergeben sich niedrigere totale Massen der Assoziation (Abbildung 5.28). So findet man im abgesteckten Parameterbereich Werte für die totale Masse im Massenintervall $M_i/M_\odot \in [8; 120]$ zwischen $3.2 \cdot 10^4 M_\odot$ und $7.5 \cdot 10^4 M_\odot$. Der Überlapp dieser Werte mit den von *Knödlseeder* (2000) aus den 2MASS-Daten abgeleiteten totalen Massen weist auf Altersgrenzen zwischen 2 und 4 Mio. Jahre hin, in guter Übereinstimmung mit dem aus dem Hertzsprung-Russel Diagramm bestimmten Alter.

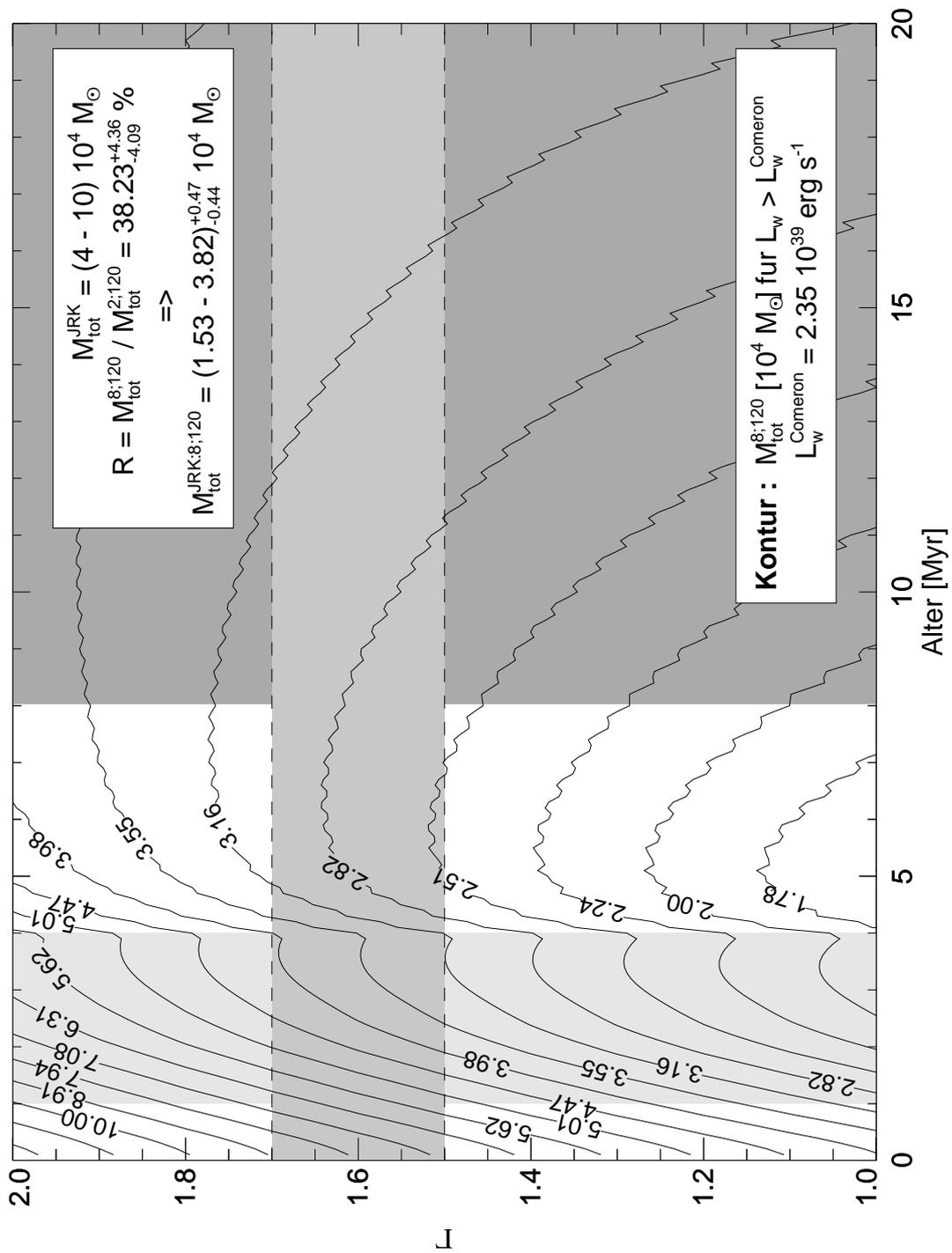


Abbildung 5.28: Notwendige totale Masse einer Assoziation für eine um einen Faktor 2 reduzierte mechanische Leuchtkraft. Die Schattierungen haben dieselbe Bedeutung wie in Abbildung 5.26.

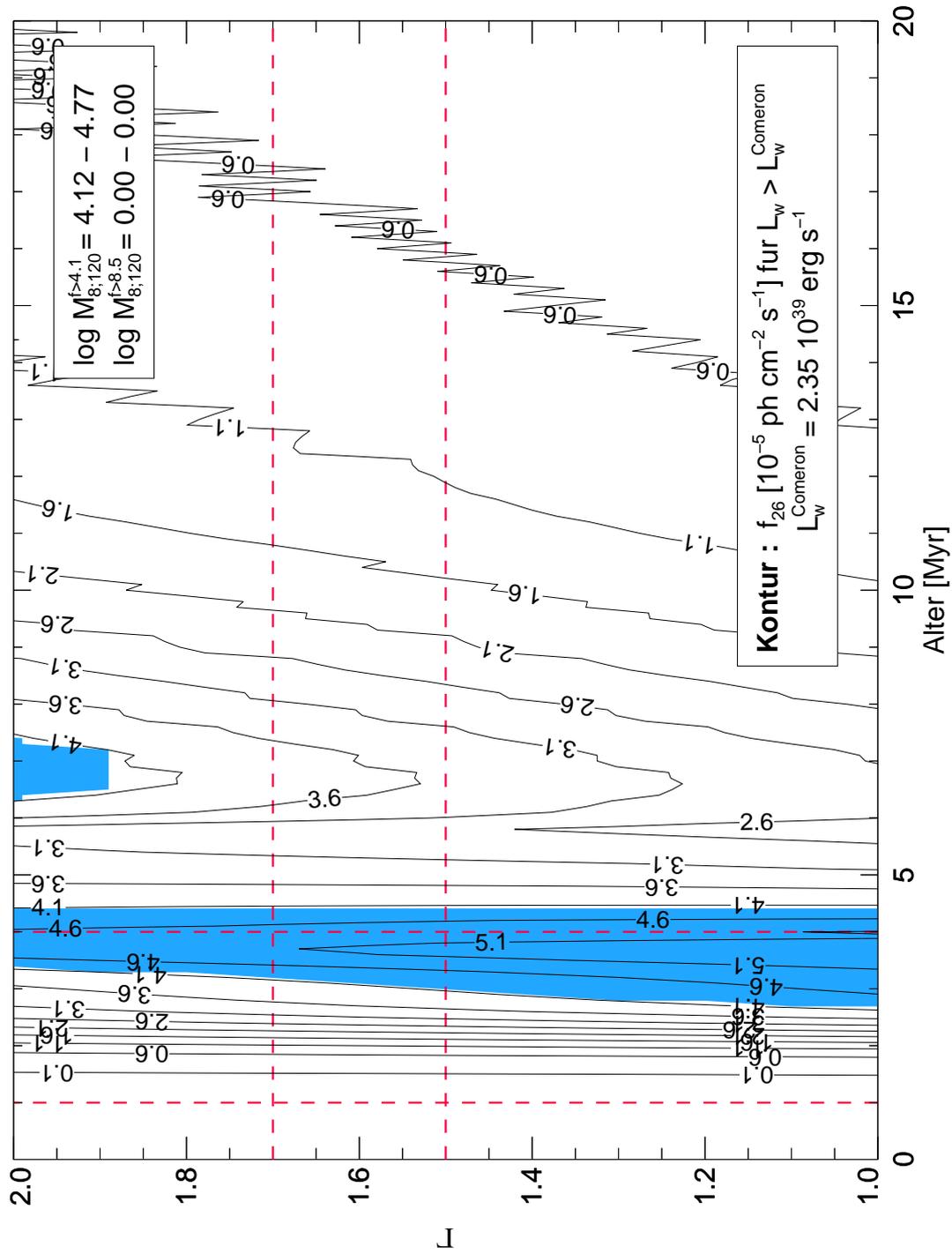


Abbildung 5.29: 1.809 MeV Flüsse für Cygnus OB2. Die Flußwerte dieser Karte legen die niedrigeren Totalmassen aus Abbildung 5.27 zu Grunde.

Mit diesen totalen Massen erhält man die in Abbildung 5.29 gezeigte Konturenkarte des 1.809 MeV Flusses. Die Reduktion der totalen Massen hat zur Folge, daß die höhere, zweite Flußgrenze von $8.5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für keine Kombination der Parameter überschritten wird. Für den durch den Überlapp aus beobachteter und modellierter Totalmasse definierten Bereich des Parameterraums werden andererseits Flußwerte oberhalb von $4.1 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht, was gleichbedeutend mit einem Cygnus OB2 Anteil am beobachteten Gesamtfluß der Cygnus Region von $\sim 50\%$ ist. Mit einem beobachteten Gesamtfluß zwischen $8.5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und $1.0 \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ergibt sich so nach Abzug des Beitrags von Cygnus OB2 und der diskreten Quellen ein verbleibender Restfluß für die anderen OB Assoziationen zwischen $0.7 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bis $2.2 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Der Vergleich dieses summierten Beitrags der anderen Cygnus OB Assoziationen mit den Modellen der Sterngruppen aus Abschnitt 5.3.2 zeigt, daß ein derartiges Szenario der ^{26}Al -Emission in der Cygnus Region mit den gegebenen Randbedingungen innerhalb der Fehlergrenzen konsistent ist. Allerdings führt die Erhöhung des relativen Anteils von Cygnus OB2 am ^{26}Al -Eintrag in das interstellare Medium zu einer noch stärkeren Ausbildung des lokalen Maximums bei $(80^\circ; +0.5^\circ)$.

5.3.6.3 Zeitlich ausgedehnte Sternentstehung und die Massenfunktion

Alle bis hier diskutierten Modellansätze gehen von der Annahme instantaner, synchroner Sternentstehung aus. Da schwerere Sterne aber deutlich kürzer leben als leichtere, kann eine zeitlich ausgedehnte, aber nicht massenabhängige Sternentstehung zu einer Diskrepanz bei der Bestimmung der Anfangsmassenfunktion auf Grund einer beobachteten Massenverteilung führen. Als simples Beispiel sei eine Gruppe aus vier Sternen angenommen, deren Mitglieder in zwei aufeinanderfolgenden Sternentstehungsereignissen entstanden sind, wobei in einem Abstand von 1 Mio. Jahre jeweils ein 8 und ein $120 M_\odot$ Stern entstehen sollen. Beobachtet man diese Gruppe nun zu einem Zeitpunkt 5 Mio. Jahre nach der ersten Sternentstehung, so ist der ältere der $120 M_\odot$ Sterne bereits vor etwa 0.5 Mio. Jahren als Supernova explodiert, so daß die aktuelle Massenverteilung ein Verhältnis von 2:1 statt zu 1:1 ergibt.

Zur Untersuchung der Auswirkung länger andauernder Sternentstehung auf die Massenverteilung habe ich synthetische Sternpopulationen über einen längeren, parametrisierten Entstehungszeitraum überlagert. Diese synthetischen Populationen werden in ihrer zeitlichen Entwicklung verfolgt, und zu verschiedenen Zeitpunkten wird jeweils ein einfaches Potenzgesetz an die aktuelle Massenverteilung angepaßt. Dabei wird implizit angenommen, daß die Population mit beliebiger Genauigkeit beobachtet werden kann. Es treten also keine Selektionseffekte z.B. durch Extinktion auf, wie das für reale Populationen der Fall ist. Mit Hilfe dieses Monte Carlo Experiments lassen sich nun die Abweichungen der aktuellen Massenverteilung von der ursprünglichen in Abhängigkeit von der Dauer der Sternentstehung und des Beobachtungszeitpunkts untersuchen. Abbildung 5.30 zeigt die Entwicklung der Steigung Γ_{PDMF} des aktuellen Massenspektrums über der Beobachtungszeit in Abhängigkeit von der Dauer der Sternentstehung. In dem anfangs sehr raschen Anstieg schlägt sich die geringe Dispersion der Lebensdauern sehr schwerer Sterne nieder. Insbesondere diese Phase ist aber für die Übersetzung beobachteter Massenverteilungen in das ursprüngliche Massenspektrum von großer Bedeutung, da bei Beobachtung der Population trotz des entwickelten Zustands ein Hertzsprung-Russel Diagramm mit wohl definierter Hauptreihe und fast keinen entwickelten Sternen gefunden wird. Üblicherweise wird in einem solchen Fall angenommen, daß die beobachtete aktuelle Massenverteilung der ursprünglichen entspricht und quasi die IMF gemessen wurde. Abbildung 5.30 zeigt aber, daß nach wenigen Millionen Jahren ein Anstieg des Steigungsparameters von $\Gamma_{\text{IMF}} = 1.35$ auf $\Gamma = 1.5 - 1.7$ zu verzeichnen ist. Abbildung 5.31 zeigt Konturlinien konstanter Steigung der aktuellen Massenfunktion in Abhängigkeit von Beobachtungszeitpunkt relativ zur ersten Sternentstehung und der Dauer der Sternentstehung.

Betrachtet man unter diesem Gesichtspunkt die von *Knödlseeder* (2000) erhaltene Steigung der beobachteten Massenverteilung und die von *Comerón et al.* (1998) geforderte Energie, so ergibt sich die Möglichkeit, daß eine flachere Anfangsmassenverteilung bei ausgedehnter Sternentstehung beide Randbedingungen erfüllen könnte.

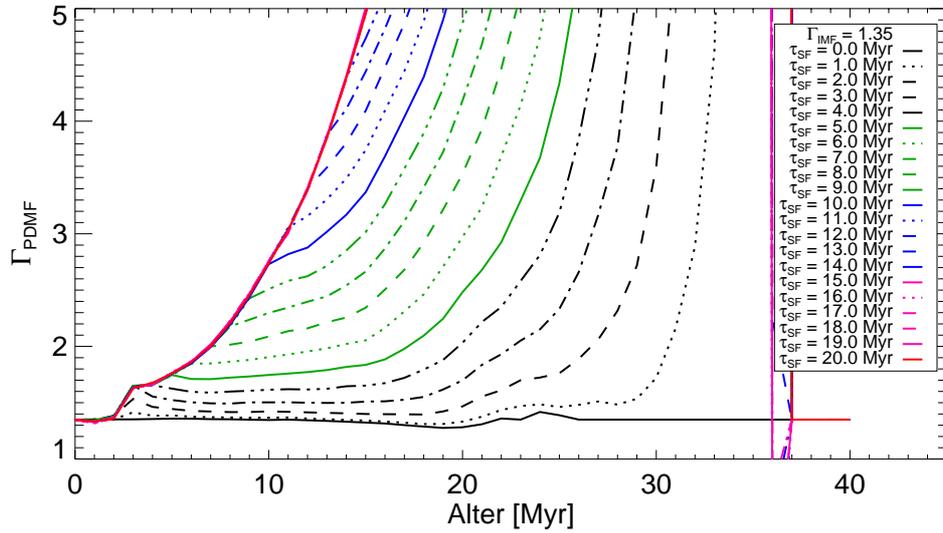


Abbildung 5.30: Steigung der beobachtbaren Massenverteilung bei ausgedehnter Sternentstehung

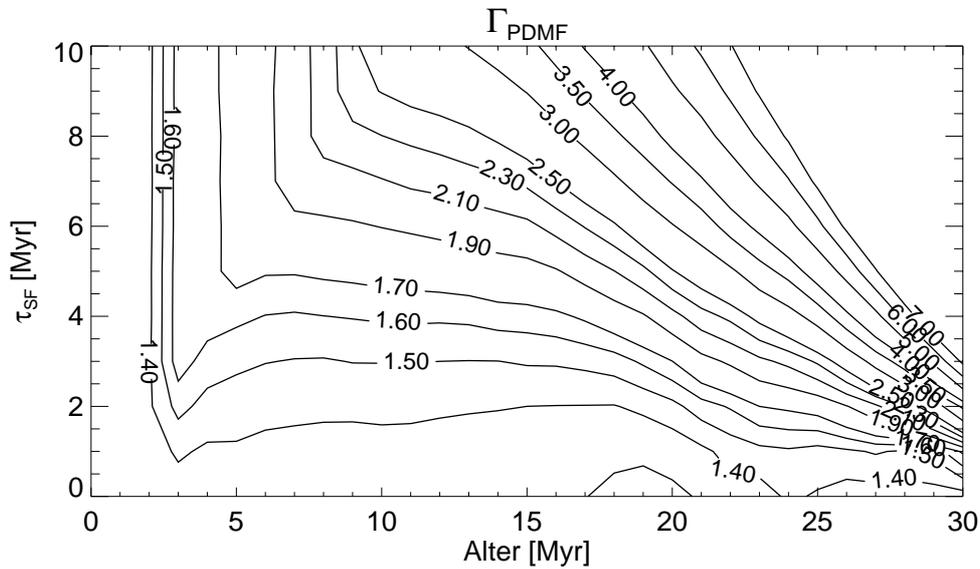


Abbildung 5.31: Konturlinien gleicher Steigungen der beobachtbaren Massenverteilung in Abhängigkeit von Beobachtungszeitpunkt und Dauer der Sternentstehung.

Um diese Möglichkeit zu untersuchen, wurde die Analyse aus dem vorangegangenen Abschnitt mit einem Assoziationsmodell mit zeitlich auf 2.5 Mio. Jahre ausgedehnter Sternentstehung wiederholt. Die folgenden Abbildungen zeigen die auf dieser Grundlage erhaltenen Massenabschätzungen und die resultierenden 1.809 MeV Flüsse.

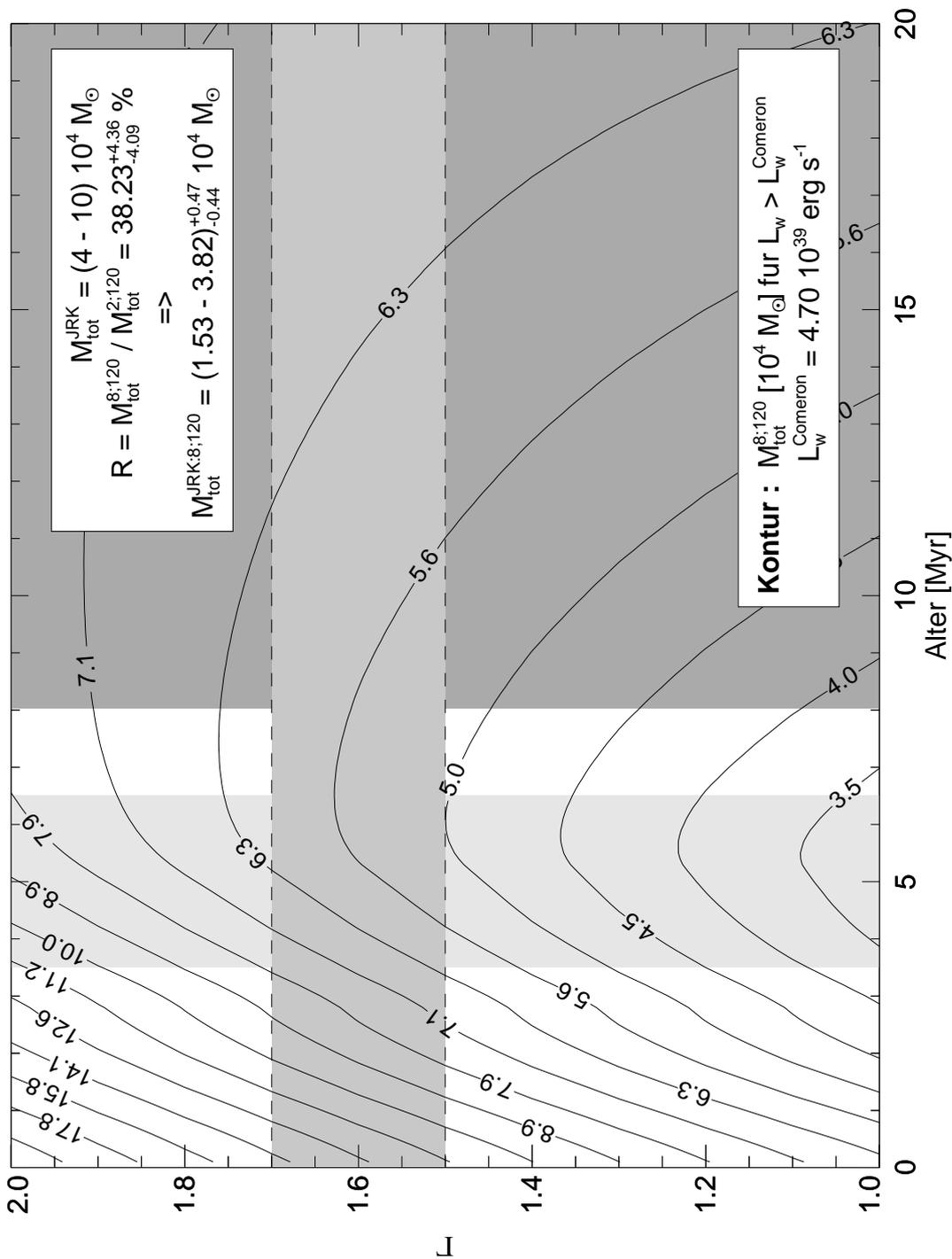


Abbildung 5.32: Die Konturlinien geben wie schon in Abbildung 5.26 und 5.28 die für Erreichen der Mindestenergie notwendigen totalen Massen bei Annahme einer zeitlich ausgedehnten Sternentstehungsrate an.

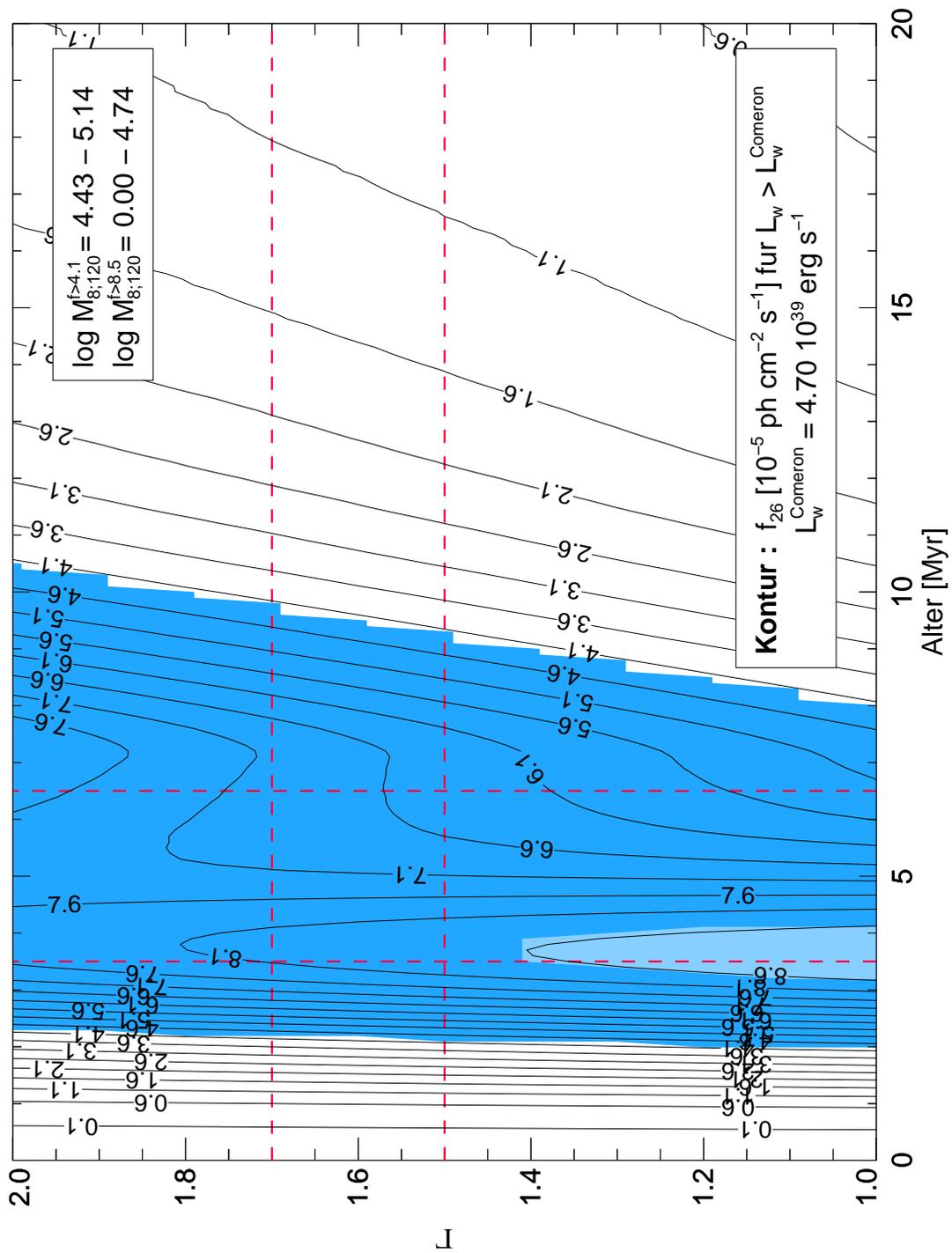


Abbildung 5.33: Dieses Parameterdiagramm zeigt die aus den totalen Massen aus Abbildung 5.32 resultierenden 1.809 MeV Flüsse für Cygnus OB2 bei ausgedehnter Sternentstehung.

Ein Vergleich der Abbildung 5.32 mit Abbildung 5.26 zeigt, wie erwartet, daß die für einen Konstantenergiefluß von $4.7 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ benötigten totalen Massen bei ausgedehnter Sternentstehung niedriger sind. Allerdings überlappen die Wertebereiche aus beobachteter Gesamtmasse und Modellwert trotz Berücksichtigung einer Verschiebung des zulässigen Altersbereichs durch die ausgedehnte Sternentstehung nicht. Es ergeben sich wiederum sehr hohe 1.809 MeV Flüsse (Abbildung 5.33), welche durch die Verschiebung des Zeitfensters begünstigt werden.

Daraus folgt zusammenfassend, daß die Kombination von flacher Anfangsmassenverteilung und ausgedehnter Sternentstehung zu keiner signifikanten Verbesserung in der Abstimmung der einzelnen Randbedingungen im Bild der propagierenden Sternentstehung führt. Erst bei sehr lange andauernder Sternentstehung können die durch die 1.8 MeV Beobachtung und das Energielimit implizierten Bedingungen in Einklang gebracht werden. Lange andauernde Sternentstehung steht allerdings im Widerspruch zum Hertzsprung-Russel Diagramm von Cygnus OB2 (Abbildung 5.11). Für beschränkte Populationen ist bei ausgedehnter Sternentstehung keine gut definierten Hauptreihen im Effektivtemperatur-Leuchtkraft Diagrammen zu erwarten. Damit stellt die Annahme einer niedrigeren Minimalenergie für die propagierende Sternentstehung die einzige plausible Möglichkeit dar, um die Propagations-Hypothese mit den Beobachtungen in Einklang zu bringen. Die folgende Diskussion der Expansionseigenschaften einer potentiellen Cygnus OB2 Superblase wird allerdings zeigen, daß auch diese Annahme auf Schwierigkeiten stößt.

5.3.6.4 Die Ausbreitung der Superblase im Comerón-Szenario

Um das Energie-Argument eingehender zu untersuchen, können die Expansionseigenschaften der Cygnus Superblase im Bild der propagierenden Sternentstehung mit Hilfe meines Blasenexpansionsmodell simuliert werden. Von besonderem Interesse ist dabei die Frage, wie alt die Röntgen-Superblase ist. Wie in Abschnitt 5.2.3 bereits erwähnt, beträgt ihr Radius bei einer Entfernung zu Cygnus OB2 von 1.7 kpc ca. 225 pc. Von besonderer Bedeutung kann dabei der erhöhte Energieverlust durch Abstrahlung in der Frühphase der Blasenexpansion sein. Wie die Diskussion in Kapitel 4 gezeigt hat, kann Verdampfung transmittierter Wolkenfragmente im heißen Blasenmedium zu zusätzlich Steigerung der Strahlungsverluste führen. Diese Effekte wurden in der Abschätzung von *Comerón et al.* (1998) nicht berücksichtigt. Um diese Fragen zu untersuchen, habe ich die Expansion einer Superblase mit den von *Comerón et al.* (1998) spezifizierten Parametern für Umgebungsdichte und Energiefluß für verschiedene Kombinationen der Transmissionseffizienz ϵ_{poros} und Verdampfungsdauer τ_{evap} untersucht. Die Teilbilder in Abbildung 5.34 zeigen Konturen konstanter Radien der Superblase zu verschiedenen Zeiten in Abhängigkeit von den Verdampfungsparametern (ϵ_{poros} und τ_{evap}). Erst bei Altern über 6 Mio. Jahre sind die resultierenden Radien vergleichbar mit dem Radius der Röntgen-Superblase. Wird die Dichte des umgebenden Mediums jedoch um einen Faktor 2 reduziert, werden die erwünschten Radien schon früher erreicht; allerdings nur unter Beibehaltung der hohen Energie.

Betrachtet man dieses Ergebnis im Zusammenhang der Diskussion der vorangegangenen Abschnitte, so erscheint die Annahme, mit geringerer Mindestenergie zu einem konsistenten Gesamtbild aus Cygnus OB2 Beobachtung, COMPTEL 1.8 MeV Messungen und der Propagations-Hypothese zu gelangen, nicht vollständig plausibel. Bei niedrigerer mechanischer Energie würde die Ausbreitung der Superblase auf ihre beobachtete größer wieder einige Millionen Jahre in Anspruch nehmen, was im Widerspruch zum beobachteten Hertzsprung-Russel Diagramm von Cygnus OB2 steht.

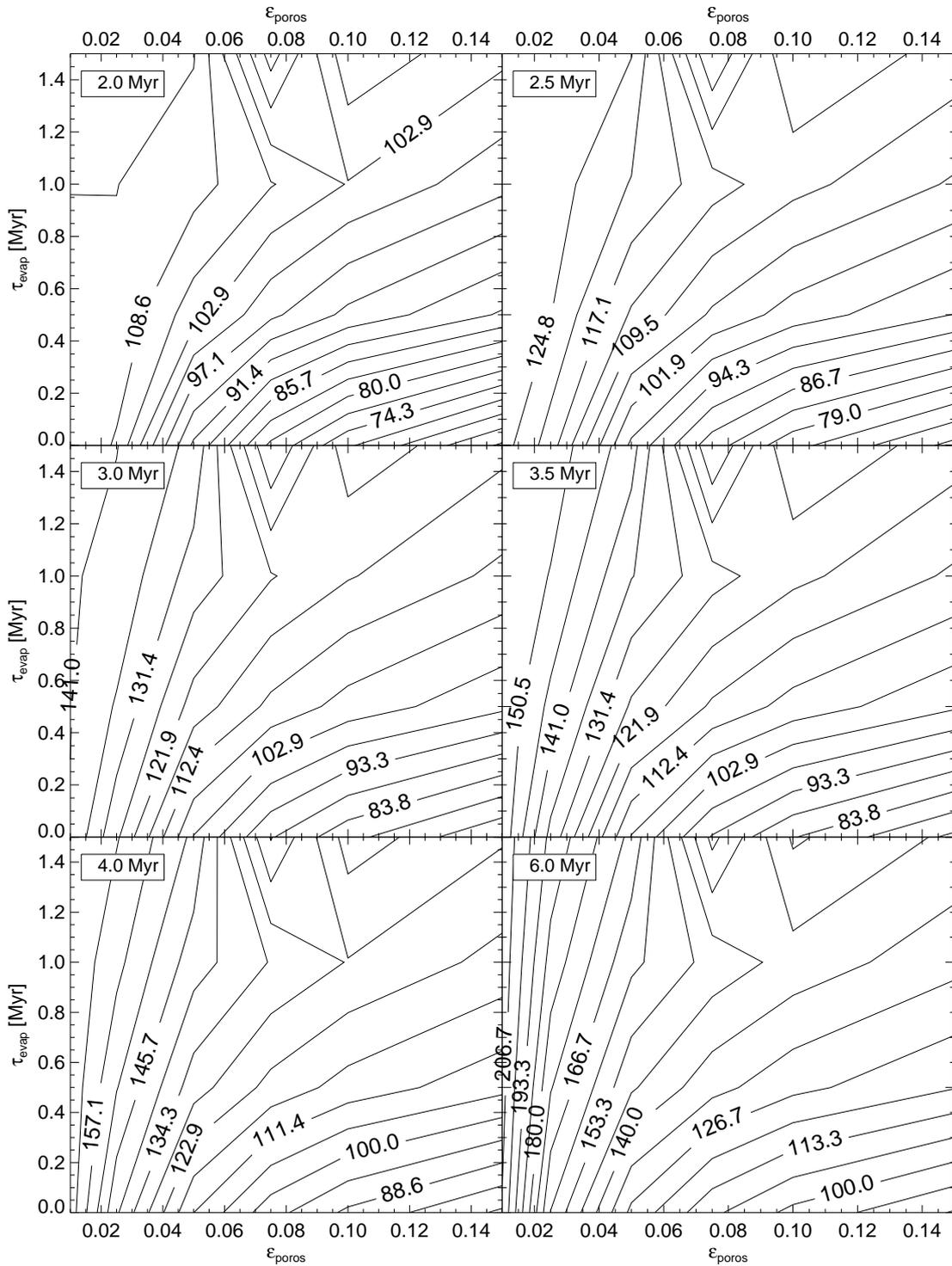


Abbildung 5.34: Die Diagramme zeigen den Radius der Superblase zum angegebenen Zeitpunkt für verschiedene Kombinationen aus Hüllenporosität ϵ und Verdampfungsdauer τ . Als Umgebungsdichte wurde eine Teilchendichte von 40 cm^{-3} gewählt. Erst für Alter von über 6 Mio. Jahren erreicht die Blasen Radien, welche mit dem Radius der Röntgen-Superblase von ca. 225 pc vergleichbar sind.

5.4 Die Modellansätze und die COMPTEL 1.8 MeV Daten

Der folgende Abschnitt widmet sich dem quantitativen Vergleich einzelner Modelle und Modellkomponenten der Cygnus 1.809 MeV Intensitätsverteilung mit den von COMPTEL während der neunjährigen Mission aufgenommenen Daten im Bereich der 1.809 MeV Linie. In den vorangegangenen Abschnitten wurden die aus den jeweiligen Modellansätzen erhaltenen Vorhersagen der 1.809 MeV Intensitätsverteilung qualitativ mit den aus der Bildrekonstruktion erhaltenen 1.809 MeV Karten verglichen. Lediglich ein Vergleich zwischen dem beobachteten Gesamtfluß und den aus den Modellen resultierenden Flußwerten war quantitativ möglich. Wie gut ist aber die Reproduktion der Morphologie der 1.809 MeV Intensität durch die verschiedenen Modelle? Können einzelne Modelle als durch die COMPTEL Daten bevorzugt betrachtet werden? Sind auf dieser Basis Rückschlüsse auf die Cygnus Region möglich?

Diese Fragen lassen sich mit Hilfe eines Likelihood Hypothesen Tests untersuchen. In ganz ähnlicher Weise wie der zur Bildrekonstruktion eingesetzten Maximum Likelihood Punktquellensuche, bei der das Verhältnis der Likelihood-Funktion für eine Hypothese (Hintergrund plus Punktquelle) und einer Nullhypothese (Hintergrund) in jedem Bildpunkt maximiert wird, wird in diesem Test ein ein- oder mehrkomponentiges Modell durch Maximierung der Likelihood-Funktion an die COMPTEL angepaßt (Oberlack 1997, Knödlseher 1997). Diese Modellanpassung liefert zum einen Skalierungsfaktoren S_i für jede Modellkomponente und zum anderen das Maximum der Likelihood-Funktion \mathcal{L} , welches als Maß für die Modellqualität gewertet werden kann. Quantitative Aussagen über die Qualität verschiedener Modelle lassen sich daraus auf Grund der Differenzen der jeweiligen Likelihood-Werte treffen. Insbesondere folgt aus der Differenz zweier Likelihood-Werte nach

$$\sigma_{M_1;M_2} = \sqrt{\mathcal{L}_{M_2} - \mathcal{L}_{M_1}} \quad (5.9)$$

die Signifikanz von Modell M_2 gegenüber Modell M_1 .

Galaxieweite Modellanpassungen, wie sie u.a. von Knödlseher *et al.* (1999a) durchgeführt wurden, haben ergeben, daß die Karten der thermischen Bremsstrahlung bei 53 GHz (COBE DMR), der thermischen Emission interstellaren Staubs im Ferninfrarot-Kontinuum bei 240 μm (COBE DIRBE) und der diffusen Hochenergie-Gammastrahlung über 100 MeV (EGRET) die drei besten Tracer-Karten für die von COMPTEL beobachteten 1.809 MeV Emission sind. Die Morphologie der galaktischen 1.809 MeV Emission korreliert demnach gut mit der Verteilungen ionisierter bzw. staubreicher interstellarer Materie sowie den Wechselwirkungsgebieten von kosmischer Strahlung mit dem interstellaren Gas. Die Anpassungen dieser Modelle an die COMPTEL 1.809 MeV Daten liefern im nun folgenden die Referenz gegenüber der die Modelle der 1.809 MeV Emission der Cygnus Region verglichen werden. Dabei wird untersucht, inwieweit Modellverfeinerungen in der Cygnus Region signifikant durch die COMPTEL Beobachtungen unterstützt werden. Als Referenz-Modelle werden dabei die galaktischen Tracer-Karte ohne ihre jeweilige Cygnus-Komponente verwendet. Diese Vorgehensweise stellt für alle astrophysikalisch sinnvollen Modellannahmen bezüglich der 1.809 MeV Emission der Cygnus Region sicher, daß bezogen auf das Referenz-Modell die Likelihood-Differenzen positiv sind; d.h. die Gesamtanpassung besser wird als für das Referenz-Modell allein. Wegen der breiten COMPTEL Punktbildfunktion ist das alternative Vorgehen, in dem der Datenraum auf Daten der Cygnus Region beschränkt wird, nicht möglich. Daher muß von geeigneten Modellen der galaktischen 1.809 MeV Emission als Referenz-Modell ausgegangen werden.

Abbildung 5.35 zeigt eine Zusammenstellung der Likelihood-Differenzen $\delta\mathcal{L}$ für die grundlegenden Modell-Klassen. Die erste Dreiergruppe zeigt dabei die drei Referenz-Modelle, deren jeweiliger Likelihood-Wert als Referenz für die zugehörigen Anpassungen der Cygnus Modelle dient (gleiche Säulenschattierung). Der Fehlerbalken gibt die für eine Signifikanz einer Modellverfeinerung von 3σ gleichbedeutende Likelihood-Differenz an. Die folgende Dreiergruppe

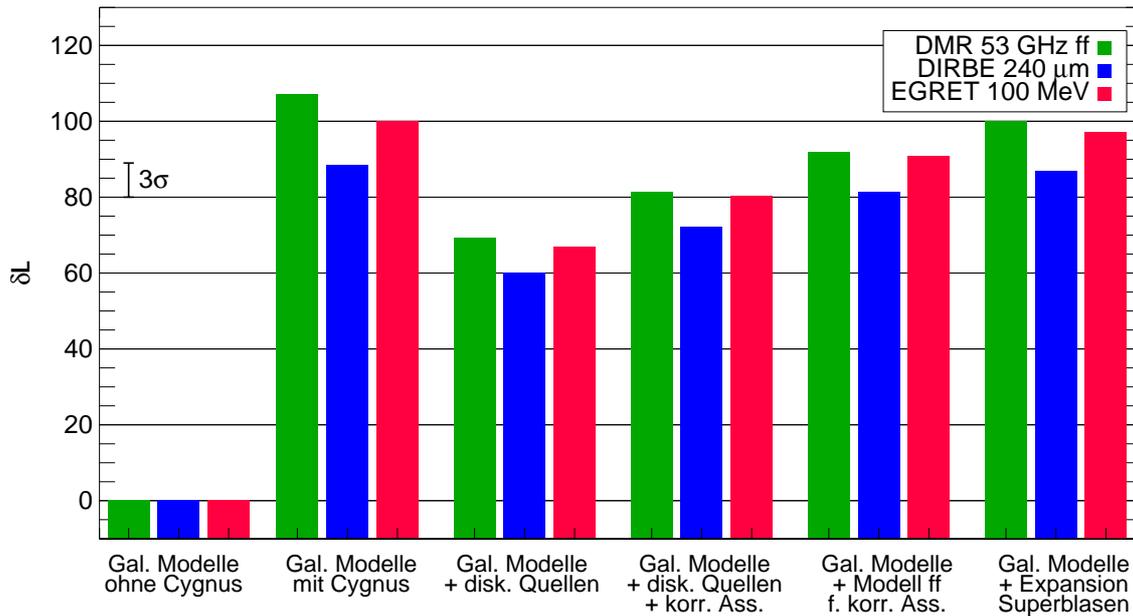


Abbildung 5.35: Likelihood-Differenzen bezogen auf die Referenz-Modelle (siehe Legende & Text) für die verschiedenen Modell-Klassen der 1.809 MeV Emission der Cygnus Region

zeigt die Likelihood-Differenzen, welche mit Hilfe der Cygnus-Ausschnitte der jeweiligen Tracer-Karten als Modell der 1.809 MeV Emission der Cygnus Region erzielt werden. Die 1.809 MeV Emission der Cygnus Region wird dabei mit einer Signifikanz zwischen 9.4σ und 10.3σ gegenüber den jeweiligen Referenz-Modellen nachgewiesen.

Die geringsten Likelihood-Differenzen liefern die Anpassungen auf Basis der Verteilung diskreter ^{26}Al -Quellen nach Abschnitt 5.1, welche in der nächsten Dreiergruppe exemplarisch für ein Modell mit zwei unabhängigen Komponenten (Wolf-Rayet Sterne und Supernova-Überreste) zusammengefasst sind. Abschnitt 5.4.1 diskutiert die Modellanpassungen diskreter Einzelquellen im Detail. Diese Modelle erzielen Signifikanzen zwischen 7.8σ und 8.3σ gegenüber den Referenz-Modellen und sind zwischen 5.3σ und 6.1σ in der Reproduktion der 1.809 MeV Intensitätsverteilung schlechter als die Cygnus-Ausschnitte der Tracer-Karten.

Eine Verbesserung von ungefähr 3.5σ gegenüber den Einzelquell-Modellen liefert die Aufnahme der Cygnus OB Assoziationen im Rahmen der in Abschnitt 5.3.3 diskutierten extinktionskorrigierten Populations-synthese-Modelle. Gegenüber den Referenz-Modellen werden hier Signifikanzen zwischen 8.5σ und 9.0σ erreicht. Eine weitere Verbesserung der Modellqualität wird durch die Verwendung der Intensitätsverteilungen der modellierten Radioemission anstelle der direkten 1.809 MeV Intensitätsmodelle erzielt, dabei werden gegenüber dem extinktionskorrigierten Assoziationsmodell Signifikanzsteigerungen von nochmals $\sim 3.2\sigma$ erreicht.

Dies weist auf eine grundsätzliche Eigenschaft der 1.809 MeV Intensitätsverteilung in der Cygnus Region hin. ^{26}Al scheint im interstellaren Medium signifikant breiter verteilt zu sein, als die räumliche Verteilung der Quellkandidaten zunächst erwarten läßt. Dieser Befund läßt sich leicht mit den in Abschnitt 5.3.5 dieses Kapitels diskutierten Zusammenhängen zwischen den Wechselwirkungen massiver Sterne mit dem sie umgebenden Medium und der Freisetzung von ^{26}Al verstehen.

Die letzte Säulengruppe der Likelihood-Differenzen in Abbildung 5.35 faßt die Anpassungsergebnisse eines dynamischen Verteilungsmodells für ^{26}Al an die COMPTEL Daten zusammen und bestätigt die Annahme einer engen Kopplung der Bildung einer Superblase und der ^{26}Al -Verteilung durch Sterne in OB Assoziationen. Diesen Modellen liegt das in Abschnitt 5.3.5 eingeführte Bild der dynamischen Verteilung von freigesetztem ^{26}Al zu Grunde.

Daß die Anpassung nicht ideal ist, läßt sich auf die diesen Modellen zu Grunde liegenden vereinfachenden Annahmen zurückführen. Die Vernachlässigung variierender Dichtestrukturen des ISM sowie der möglichen Wechselwirkungen zwischen benachbarten Blasen kann zu den verbleibenden Unterschieden zwischen Beobachtung und Modell führen. Es kann auch nicht ausgeschlossen werden, daß die COMPTEL Daten eine Vordergrundkomponente enthalten. Werden die dynamischen Modelle um eine bezüglich der Cygnus Region isotrope Komponente ergänzt, so sind die resultierenden Anpassungsergebnisse um $\delta\mathcal{L} = 5 - 10$ besser als die Ausschnitte der Tracer-Karten. Zusammenfassend kann aber festgestellt werden, daß die Effekte einer dynamischen Verteilung von ^{26}Al durch Sternwinde und Supernovae von den COMPTEL Beobachtungen der 1.809 MeV Intensitätsverteilung der Cygnus Region bestätigt werden.

Darüber hinaus erscheint sich auf Basis der 1.809 MeV Beobachtungen die Möglichkeit zu ergeben, aus der beobachteten Intensitätsverteilung Grenzen für die mittlere Teilchendichte des interstellaren Mediums vor der Bildung der Blasenstrukturen zu gewinnen. Damit ergänzen die Gammalinienmessungen die Beobachtungen der Verteilung interstellaren Gases, wie sie u.a. mit Hilfe der 21 cm-Linie gewonnen werden. Insbesondere ergeben sich komplementäre Beobachtungsmöglichkeiten für die Suche nach interstellaren Blasenstrukturen. So zeigt sich z.B., daß ein unter eingeführten Annahmen erstelltes Modell des dynamischen ^{26}Al -Eintrags aus der beobachteten 1.809 MeV Intensitätsverteilung eine mittlere Teilchendichte im interstellaren Medium der Cygnus Region von einigen 10 cm^{-3} als wahrscheinlichsten Wert extrahiert. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem von *Comerón et al.* (1998) für ihr Modell hergeleiteten Wert von 40 cm^{-3} . Die konsistente Modellierung der Emissionscharakteristika von OB Assoziationen und der Expansionseigenschaften der zugehörigen Superblasen erlaubt also auf Basis der Beobachtung der diffusen 1.809 MeV Strahlung von interstellarem, radioaktivem ^{26}Al einen guten Schätzwert der mittleren Teilchendichte des ISM eines Emissionsgebiets herzuleiten.

5.4.1 Modelle diskreter Einzelquellen

Analog zu den Abbildung 5.35 gezeigten Likelihood-Differenzen der verschiedenen Modell-Klassen faßt Abbildung 5.36 die Likelihood-Differenzen von Modellanpassungen zusammen, welche eine genauere Untersuchung der Komponenten des Einzelquellen-Modells zur Aufgabe hatten. Dabei werden zunächst die Beiträge von Wolf-Rayet Sternen (1. Säulengruppe) und Supernova-Überresten (2. Gruppe) in zwei getrennten Maximum Likelihood Modell Tests an die COMPTEL Daten angepaßt. Dabei zeigt sich, daß ein auf Supernovae als einzige ^{26}Al -Quellen beschränktes Emissionsmodell die beobachtete 1.809 MeV Intensität am schlechtesten reproduziert. Insbesondere ist für die Reproduktion der 1.8 MeV Intensität der Cygnus Region ein Skalierungsfaktor zwischen 14.8 und 16.2 nötig. Auch ein Modell mit Wolf-Rayet Sternen als einzige Quellkandidaten liefert nur mäßige Anpassungsergebnisse. Ein derartiges Modell muß mit einem Faktor ~ 3.0 skaliert werden, um die beobachtete 1.809 MeV Intensität der Cygnus Region zu reproduzieren. Die besten Anpassungsergebnisse erzielt ein Cygnus Modell mit unabhängiger Wolf-Rayet und SNR-Komponente, wie es für Abbildung 5.35 ausgewählt wurde. Für die Wolf-Rayet Komponente ergeben sich dabei Skalierungsfaktoren von ~ 2.0 , während die SNR-Komponente je nach Referenz-Modell einen Skalierungsfaktor zwischen 7.8 und 9.2 notwendig erscheinen läßt. Die großen Skalierungsfaktoren lassen sich zwar auch auf mögliche Fehler der verwendeten detaillierten Nukleosynthese-Modelle zurückführen, allerdings sind die Abweichungen in der Morphologie der Intensitätsverteilung nicht auf diese zurückzuführen. Die mäßige Reproduktion der beobachteten 1.809 MeV Intensitätsverteilung durch die Einzelquellen-Modelle legt zusammen mit den großen Skalierungsfaktoren den Schluß nahe, daß entweder eine zusätzlich Komponente im Emissionsmodell berücksichtigt werden muß (z.B. OB Assoziationen) oder aber zu mindest die verwendeten Objektkataloge unvollständig sind.

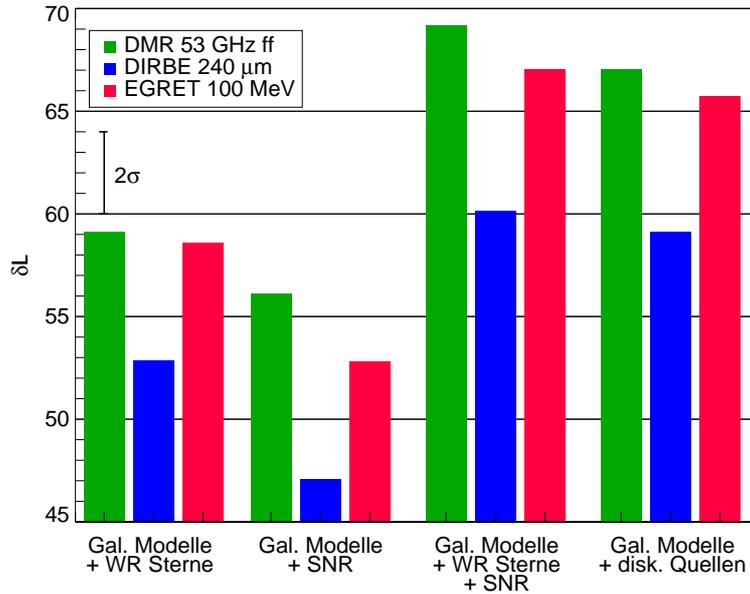


Abbildung 5.36: Likelihood-Differenzen bezogen auf die Referenz-Modelle für die verschiedene Einzelquell-Modelle

5.4.2 Anfangsmassenverteilung und Populationsstärken der Assoziationen

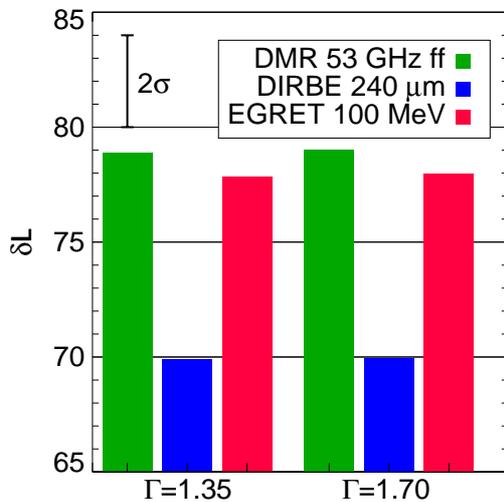


Abbildung 5.37: Likelihood-Differenzen für Assoziations-Modelle der Cygnus 1.8 MeV Emission für verschiedene Anfangsmassenspektren.

Die Likelihood-Differenzen in Abbildung 5.35 haben gezeigt, daß der Beitrag der Cygnus OB Assoziationen mit mindestens 3.5σ gegenüber dem besten Einzelquell-Modell nachgewiesen werden kann. Wird die ausgedehntere Verteilung von interstellarem ^{26}Al berücksichtigt, steigt die Signifikanz auf $\sim 5\sigma$. Im Zusammenhang mit der Assoziationskomponente ist interessant wie signifikant sich Unterschiede in Modelldetails der einzelnen Assoziationen in den Anpassungsergebnissen niederschlagen. Von besonderem Interesse ist dabei u.a. die Frage nach der Steigung der Anfangsmassenverteilung. Abbildung 5.37 stellt die Likelihood-Differenzen für Modellanpassungen der beiden in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten Fälle für das Anfangsmassenspektrum einander gegenüber. Offensichtlich sind die sich ergebenden Unterschiede nur marginal. Auch die Unterschiede zwischen den jeweiligen Skalierungsfaktoren sind äußerst gering. Quasi übereinstimmend werden Werte von ~ 1.2 für den jeweiligen Skalierungsfaktor gefunden.

Wie bereits die Diskussion der Modelle in Abschnitt 5.3.2 gezeigt hat, scheint auch die zusätzliche Assoziationskomponente eine weitere Steigerung der Population von ^{26}Al -Quellen zu unterstützen.

Die Anwendung einer Extinktionskorrektur auf die Assoziationspopulationen, wie sie in Abschnitt 5.3.3 beschrieben wird, erklärt auf einfachem Wege die Diskrepanz zwischen den optisch bestimmten Populationsstärken und den aus der 1.809 MeV Beobachtung resultierenden Anforderungen an die Gesamtpopulationsstärke von ^{26}Al -Quellen in der Cygnus Region. Das re-

sultierende 1.809 MeV Intensitätsmodell liefert bei den Modellanpassungen Skalierungsfaktoren von ~ 1.0 , d.h. die modellierte Gesamtintensität ist in guter Übereinstimmung mit der beobachteten Intensität. Jedoch zeigt Abbildung 5.38, daß die Verbesserung der Anpassungsqualität mit Likelihood-Differenzen $\delta\mathcal{L}$ von $\sim +2$ gegenüber den nicht extinktionskorrigierten Assoziationsmodellen nicht signifikant ist. Dies läßt sich auf die ungenügende Berücksichtigung der Verteilung des ^{26}Al im interstellaren Medium zurückführen. Die hier diskutierten Assoziationsmodelle nehmen an, daß das interstellare ^{26}Al in seiner Verteilung auf die Assoziationsgrenzen beschränkt ist. Die gute Korrelation zur thermischen Bremsstrahlung, welche neben kompakten Emissionsgebiete große, diffuse Halos besitzt, zeigt aber, daß die beobachtete 1.809 MeV Intensitätsverteilung ausgedehnter sein muß (siehe vergleichende Betrachtung in der Einleitung von Abschnitt 5.4).

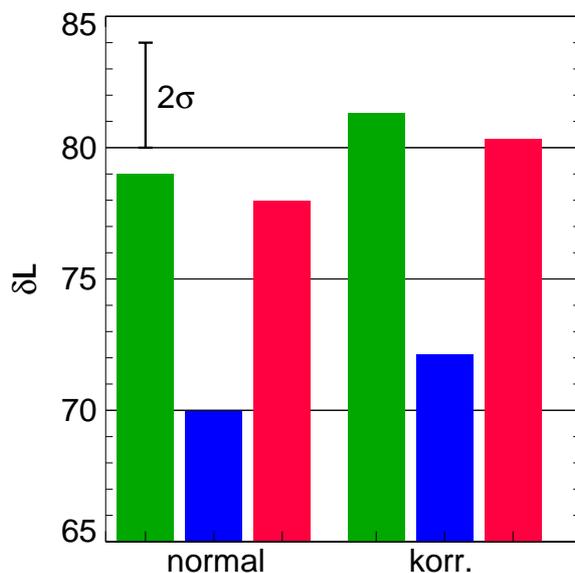


Abbildung 5.38: Likelihood-Differenzen für das nicht korrigierte bzw. extinktionskorrigierte Assoziations-Modell

5.5 Zusammenfassung: ^{26}Al in der Cygnus Region

Bevor im folgenden Kapitel eine kritische Diskussion und Bewertung des in dieser Arbeit Erreichten vorgenommen wird, sollen zunächst in diesem abschließenden Abschnitt die gewonnenen Ergebnisse für die 1.809 MeV Emission der Cygnus Region und den aus ihnen folgenden Vorhersagen zusammenfassend diskutiert werden.

Die 1.809 MeV Beobachtungen mit COMPTEL haben je nach Rekonstruktionsmethode integrale γ -Flüsse für die Zerfallslinie des radioaktiven ^{26}Al im interstellaren Medium der Cygnus Region von $(9.4 \pm 2.0) \cdot 10^{-5}$ bzw. $(10.3 \pm 2.0) \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ergeben. In den vorangegangenen Abschnitten wurden schrittweise detailliertere Modelle der Freisetzung interstellaren ^{26}Al 's durch massereiche Sterne erarbeitet und mit den Beobachtungen verglichen. Dabei stellte sich heraus, daß für eine zufriedenstellende Reproduktion des beobachteten γ -Linienflusses entweder die ^{26}Al -Erträge der bekannten Quellen (Wolf-Rayet Sterne, Supernova-Überreste und Assoziationspopulationen) höher sein müssen als von der Theorie erwartet oder aber mehr Quellen beitragen zur Anreicherung des interstellaren Mediums beitragen müssen. Beide Alternativen erscheinen dabei als möglich. Die detaillierte Behandlung von stellarer Rotation sowie die Unsicherheiten

im Verständnis der Mischungs- und Masseverlustprozesse in massiven Sternen impliziert, daß die vorhergesagten Erträge in den Nukleosynthesemodellen leicht um Faktoren 2 bis 3 oder mehr unsicher sind. Zum anderen liegt eine große Zahl stellarer Objekte und Sterngruppen der Cygnus hinter dichten Molekülwolkenkomplexen, welche eine unregelmäßig starke Extinktion des sichtbaren Lichts dieser Objekte verursachen. Dies kann je nach Beobachtungsrichtung zum Teil große Unsicherheiten in der Stellarstatistik der Quellkataloge und Assoziationspopulationen zur Folge haben. Wie die von mir auf einfachen Annahmen beruhende Extinktionskorrektur der Populationsstärken der Cygnus OB Assoziationen gezeigt hat, führt die extinktionskorrigierte Populationsynthese zu einem konsistenten Bild in der Reproduktion des integralen 1.809 MeV Flusses der Cygnus Region.

Auf Basis dieser Extinktionskorrektur lassen sich nun überprüfbare Vorhersagen für die zu erwartenden Populationsstatistiken bei Auswertung von quasi-extinktionsfreien Nahinfrarotbeobachtungen der Cygnus OB Assoziationen gewinnen (Abschnitt 5.3.3). Demnach würde man für eine detaillierte Auswertung der 2MASS Himmelsdurchmusterung, wie sie exemplarisch für Cygnus OB2 durch *Knödlseider* (2000) durchgeführt wurde, folgende Skalierungsfaktoren der Nahinfrarot-Populationen relativ zu den optisch bestimmten O Sternpopulationen erwarten:

Assoziation	1	3	7	8	9
Σ_{\star}	1.4	1.3	1.8	1.2	3.3

Tabelle 5.12: Vorhergesagte Skalierungsfaktoren für die O Stern-Populationen der Cygnus OB Assoziationen

Da eine Auswertung der 2MASS-Daten der Cygnus Region den Rahmen dieser Arbeit weitest sprengen würde, muß leider eine Überprüfung dieser Vorhersagen auf einen späteren Zeitpunkt verschoben werden. Es kann aber festgehalten werden, daß die ^{26}Al -Emission der aus der Extinktionskorrektur folgenden Assoziationspopulationen eine hervorragende Reproduktion des beobachteten 1.809 MeV Gesamtflusses liefern. Wird das resultierende Intensitätsmodell mit COMPTEL Daten verglichen, so stellt sich heraus, daß die Reproduktion der Morphologie der beobachteten Intensitätsverteilung noch nicht zufriedenstellend ist. Die beobachtete Intensitätsverteilung ist signifikant breiter als Verteilung der Quellkandidaten. Diese Diskrepanz ist in der Breitenverteilung besonders groß.

Da ^{26}Al durch Sternwinde und Supernovae in das interstellare Medium eingebracht wird, ist auf Grund der relativ langen Lebensdauer zu erwarten, daß seine Verteilung im interstellaren Medium durch Wechselwirkung von Sternwinden bzw. Supernova-Überresten mit dem interstellaren Medium dominiert ist (Abschnitt 5.3.5). Werden die extinktionskorrigierten Populationssynthesemodelle der Cygnus OB Assoziation mit einem Expansionsmodell für Superblasen verknüpft, so resultieren Intensitätsverteilungen der erwarteten 1.809 MeV Strahlung, welche außer von den direkten Populationsparametern ins besondere von der mittleren Dichte des interstellaren Mediums abhängen. Die Modellanpassung dieser 1.809 MeV Intensitätsmodelle an die COMPTEL Daten bestätigt den direkten Zusammenhang zwischen Superblasenexpansion und beobachtbarer ^{26}Al -Verteilung in der Cygnus Region. Kleine Diskrepanzen lassen sich zum einen auf die Vernachlässigung von Turbulenzen, Instabilitäten und Blasenwechselwirkungen zurückführen; zum anderen kann eine ausgedehnte Vordergrundkomponente niederer Intensität nicht ausgeschlossen werden. Unter den gemachten Annahmen kann umgekehrt durch Anpassung von Intensitätsmodellen für verschiedene mittlere Teilchendichten aus den 1.809 MeV Daten eine Abschätzung für die mittlere Teilchendichte der Region vor dem Durchgang der Superblase gewonnen werden. Diese Dichtebestimmung kann u.U. bei der Suche nach HI-Strukturen einer Region helfen, da zusammen mit der Populationsynthese der Liniarradius einer Superblase vorhergesagt werden kann.

Die Verbreiterung der beobachtbaren 1.809 MeV Intensitätsverteilung auf Grund der dynami-

schen Effekte erklärt ferner die gute Korrelation zwischen der beobachteten 1.809 MeV Intensitätsverteilung und der bei 53 GHz beobachteten thermischen Bremsstrahlung freier Elektronen. Die thermische Bremsstrahlung gilt als hervorragender Tracer auf ionisiertes, interstellares Gas. Eine Abschätzung der Ionisationsraten auf Grund unterschiedlicher Prozesse zeigt, daß bei interstellaren Bedingungen typischerweise Photoionisation durch EUV-Strahlung heißer, massereicher Sterne bei weitem dominiert. Mit der mittleren freien Weglänge für EUV-Photonen ergeben sich kompakte Ionisationsgebiete, die ihrerseits Dimensionen bis zu ~ 100 pc erreichen können. Diese kompakten Ionisationsgebiete sind zu dem von ausgedehnten Halos ionisierter Materie umgeben, wobei deren Dichte deutlich geringer sind. Die sich so ergebenden Gebiete ionisierter Gebiete sind demnach von gleicher Größenordnung wie die Superblasenstrukturen. Daher ist die gute Korrelation zwischen thermischer Bremsstrahlung und 1.809 MeV Emission einsichtig. Dazu muß ferner berücksichtigt werden, daß zu dem die Auflösung des COBE DMR Instruments etwa einen Faktor 2 schlechter ist als die von COMPTEL, so daß kleinskalige Unterschiede durch die verschiedenen physikalischen Ursachen der gasdynamischen Blasen und der Ionisationsgebiete nicht ins Gewicht fallen.

Die Populationsynthese der Cygnus OB Assoziationen erlaubt ferner mit Hilfe eines Modells für die Wechselwirkung photoionisierender Strahlung mit dem interstellaren Medium die Vorhersage einer Intensitätsverteilung thermischer Bremsstrahlung in der Cygnus Region (Abschnitt 5.3.4). Der Vergleich der vorhergesagten Intensitätsverteilung mit der von COBE beobachteten stellt einen zusätzlichen Test der Populationssynthese dar. Das aus den extinktionskorrigierten Populationsmodellen folgende Bild der thermischen Bremsstrahlung in der Cygnus Region stellt sich dabei als konsistent mit der beobachteten Intensitätsverteilung heraus. Allerdings sind auch die nicht-korrigierten Populationssynthesemodelle innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit der COBE DMR Karte.

Die von mir vorgestellten dynamischen Modelle für die Entwicklung von OB Assoziationen und ihrer Wechselwirkungen mit dem interstellaren Medium erlauben darüber hinaus den Test der von *Comerón et al.* (1993) vorgeschlagenen Hypothese einer sich durch die Wind-ISM-Interaktion von Cygnus OB2 ausbreitenden Sternentstehung in den umliegenden OB Assoziationen im Zusammenhang mit den COMPTEL Beobachtungen der 1.809 MeV Strahlung dieser Region (Abschnitt 5.3.6). Dabei stellen sich in einigen Punkten Inkonsistenzen heraus, die nur schwer aufzulösen sind. Als besonders einschränkend erscheint dabei das in Abbildung 5.11 gezeigte Hertzsprung-Russel Diagramm von Cygnus OB2, welches durch die 2MASS-Auswertung bestätigt wurde. Daraus ergibt sich das wahrscheinlichste Alter von Cygnus OB2 zu 2.5 bis 3.5 Mio. Jahre. Für dieses niedrige Alter erscheint es nahezu unmöglich, Konsistenz zwischen den Energieanforderungen der Blasenexpansion und -fragmentation, der 1.809 MeV Beobachtung sowie der beobachteten totalen Masse der Assoziation zu erhalten. Auf Basis der 1.809 MeV Beobachtungen zusammen mit den aus der revidierten Populationsstatistik folgenden Randbedingungen muß die Propagations-Hypothese daher als unwahrscheinlich bewertet werden.

Kapitel 6

^{26}Al -Ursprung und OB Assoziationen: Diskussion und Ausblick

6.1 Die Ergebnisse im Überblick

In drei großen Schritten wurde in der vorliegenden Arbeit versucht, ein tieferes Verständnis der mit dem γ -Strahlenteleskop COMPTEL gewonnenen Abbildung der interstellaren 1.809 MeV Strahlung des radioaktiven Zerfalls von ^{26}Al zu erarbeiten.

Wie in Kapitel 2 beschrieben, wurde dazu zunächst die Datenauswertung der COMPTEL Missionsdaten auf die neunjährige und damit vollständige Missionsdatenbasis ausgeweitet. Dem Vorgehen älterer, auf reduziertem Datenmaterial beruhenden Auswertungen folgend, wurde speziell das Hintergrundmodell an einigen Stellen ergänzt. Insbesondere die Ausdehnung der Datenauswertung auf Beobachtungsperioden nach der zweiten Reboostperiode der CGRO-Plattform erforderte auf Grund der drastisch angestiegenen Aktivierung eine Erweiterung der Behandlung des instrumentellen Linienhintergrundes. Durch Berücksichtigung aller bis heute identifizierten Komponenten des instrumentellen Linienhintergrundes in einer iterativen Bestimmung der Einzelanteile konnte eine Langzeitstabilisierung der Hintergrundnormierung über die gesamte Missionsdauer hinweg erreicht werden. Die so aufbereiteten Daten wurden anschließend in zwei verschiedenen bildgebenden Rekonstruktionsverfahren analysiert. Zum einen wurde eine Maximum Entropie Rekonstruktion (MaxEnt) angewandt, und zum anderen kam ein Mehrskalenansatz (MREM) basierend auf einer iterativen Verknüpfung einer Erwartungsmaximierung und einer Wavelet-Filterung zum Einsatz. Während die MaxEnt-Rekonstruktion über kein Abbruchkriterium verfügt und durch statistische Fluktuationen insbesondere im Bereich nahe der Sensitivitätsgrenze zur Ausbildung von Artefakten neigt, führt der MREM-Ansatz auf Grund der Wavelet-Rauschunterdrückung zu sehr glatten Abbildungen, wobei die kleinsten aufgelösten Strukturen teilweise signifikant größer sind als es die instrumentelle Winkelauflösung erwarten läßt. Aus diesen Gründen können die erhaltenen Karten als obere und untere Grenze der mit den COMPTEL Daten verträglichen Intensitätsstrukturen der beobachteten 1.809 MeV Linienstrahlung angesehen werden. Beide Rekonstruktionsmethoden geben übereinstimmend folgendes Bild der galaktischen 1.809 MeV Intensitätsverteilung:

- Der Bereich der inneren Galaxis (*inner galactic radian*) zeichnet sich durch die intensivste 1.809 MeV Emission aus. Der rekonstruierte Fluß liegt für beide Auswertungen bei $(3.5 \pm 1.2) \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

- Neben dem Bereich der inneren Milchstraße tritt insbesondere die deutliche Strukturierung der Intensitätsverteilung hervor. Trotz der erwarteten diffusen Natur der 1.808 MeV Emission sind einzelne Strukturen erkennbar, welche mit Gebieten aktiver Sternentstehung der jüngeren Vergangenheit (einige Millionen Jahre) korrelieren. Neben dem starken Intensitätsmaximum in der Cygnus Region, werden auch die bereits aus früheren COMPTEL Karten bekannten Emissionsstrukturen z.B. in der Vela-Carina Region bestätigt.
- Die Struktur in der Cygnus Region zeichnet sich zum einen als die nach dem Bereich der inneren Milchstraße die intensivste Emissionsstruktur der 1.809 MeV Strahlung aus, zum anderen ist die Emissionsstruktur auch in ihrem Breitenprofil signifikant breiter als andere Strukturen.
- Die MaxEnt-Karte zeichnet sich darüberhinaus durch weitere, lokale Intensitätsmaxima aus, welche durch den Rauschfilter des MREM-Algorithmus unterdrückt werden. Zum Beispiel finden sich Hinweise auf eine verstärkte 1.809 MeV Strahlung im Bereich von Orion (Orion OB1 und Orion-Eridanus Blase) oder aber der Sco-Cen Assoziation. Diese Strukturen haben allerdings typischerweise Signifikanzen im Bereich von 3σ , was eine eingehende Nachuntersuchung als unabdingbar erscheinen läßt. Eine spektrale Auswertung könnte helfen diese Strukturen zu überprüfen. Insbesondere sollten auch Nachfolgebeobachtungen mit sensitiveren Instrumenten in Betracht gezogen werden, um diese Strukturen evtl. zu verifizieren.

Diese Merkmale der galaktischen 1.809 MeV Intensitätsverteilung wurden prinzipiell schon in den Auswertungen mit reduzierten Datenmaterial gefunden, so daß die hier berichteten Ergebnisse als überzeugende Bestätigung der früheren COMPTEL Ergebnisse gelten können.

Auf dieser Bestätigung der früheren COMPTEL Karten aufbauend, wurde die aus Modellvergleichen dieser frühen Daten gewonnene Hypothese des dominanten ^{26}Al -Ursprungs in massereichen Sternen und ihren Kernkollaps-Supernovae im folgenden als Ausgangsbasis für die Erstellung eines Modells einzelner Emissionsregionen verwandt.

Kapitel 3 faßte dazu das aktuelle astrophysikalische Bild der Evolution und Nukleosynthese massereicher Sterne und ihrer Wechselwirkung mit dem sie umgebenden Medium zusammen. Aus der Diskussion der in den Details verborgenen Unsicherheiten konnte schließlich die systematische Unsicherheit abgeschätzt werden. U.a. wurde die Radionukleosynthese von ^{26}Al und ^{60}Fe durch massereiche Sterne und ihre Supernovae zusammenfassend bestimmt.

Auf diesen Vorarbeiten aufbauend, wurde in Kapitel 4 ein Populationssynthese-Modell erarbeitet, welches der Beschreibung der Zeitentwicklungen für die integrale Freisetzung von Radionukliden, kinetischer Energie und ionisierender Strahlung durch massereiche Sterne in OB Assoziationen dient. Darüberhinaus wird mit Hilfe der in Kapitel 3 zusammengestellten Sternentwicklungsdaten (wie Lebensdauern, Dauer von Brennphasen usw.) die Entwicklung der Population verfolgt. Dabei folgen insbesondere die Supernovaerate und die Entwicklung des Anzahlverhältnisses von Wolf-Rayet und O Sternen als interessante beobachtbare Größen. Das Populationssynthese-Modell erlaubt nun die Abhängigkeit der einzelnen modellierten Observablen von den primären Parametern der Population (Alter, Anfangsmassenverteilung, Sternentstehungsgeschichte und Binäranteil).

Mit Hilfe des in Kapitel 4 vorgestellten Modells zur Beschreibung der Evolution von Populationen massereicher Sterne konnte u.a. gezeigt werden, daß bei genügend großen Populationen (ab etwa 100 massereichen Sternen), die statistischen Unsicherheiten von systematischen dominiert werden. Mit anderen Worten bei diesen Populationen können grundsätzlich Unterschiede in den theoretischen Beschreibung einzelner Modellkomponenten aufgelöst werden. In Anbetracht typischer Populationszahlen muß daher geschlossen werden, daß nur in den günstigsten Fällen eine

wirkliche Diskriminierung zwischen verschiedenen theoretischen Detailbeschreibungen möglich ist. Dies bezügliche Untersuchungen können aber unter Umständen durch die Verwendung eines größeren Samples an OB Assoziationen im Rahmen der ebenfalls diskutierten paarweisen Korrelationsdiagramme zwischen verschiedenen Observablen durchgeführt werden. Allerdings müssen dazu die populationcharakterisierenden Parameter wie Alter, Anfangsmassenverteilung und Sternentstehungsgeschichte genügend genau bekannt sein.

Das vorgeschlagene Modell vernachlässigt bislang die Effekte einer dreidimensionalen Verteilung der Mitglieder im Raum, so daß die oben gewonnenen Mindestzahl wohl um einen Faktor 3 bis 5 nach oben korrigiert werden muß. Dies ist aber auf Grund der geringen Winkelauflösung von COMPTEL kein aktuelles Problem für die Interpretation der beobachteten 1.809 MeV Intensitätsverteilung.

In einigen Fällen lassen sich Emissionen von OB Assoziationen jedoch nicht direkt sondern nur durch ihre Auswirkungen gut beobachten. Beispielsweise der Fluß ionisierender Photonen oder aber der Eintrag kinetischer Energie in das umgebende Medium läßt sich nur durch sekundäre Observablen wie Intensität der Rekombinationsstrahlung oder Eigenschaften von Blasenstrukturen beobachten. Im zweiten Hauptabschnitt von Kapitel 4 wurde daher ein einfaches Modell der Expansionseigenschaften von Superblasen erarbeitet, welche sich um OB Assoziationen bilden. Mit diesem Modell kann die Umsetzung des integralen Masseverlustes und der kinetischen Energie auf Grund von Sternwinden und Supernovae in die Morphologie und Kinematik von Superblasen untersucht werden. Der Vergleich mit den Ergebnissen von *Castor et al.* (1975b) für eine konstante Quelle zeigt die Grenzen dieser Annahme auf, und bestätigt darüberhinaus die Resultate von *Shull und Saken* (1995) für zeitlich variierende Quellen. Die Untersuchung der Einflüsse der äußeren Parameter auf die Blasenexpansion hat gezeigt, daß die Dichte des umgebenden Mediums einen weit größeren Einfluß auf die Expansionseigenschaften hat als etwa der äußere Druck oder die Temperatur des interstellaren Mediums. Ferner konnte in einer Parameterstudie gezeigt werden, daß Verdampfung und Anreicherung des Blasenmediums drastische Auswirkungen auf die Blasen-eigenschaften haben kann. Die quadratisch von der inneren Teilchendichte abhängende Strahlungskühlung für bei Übersteigen einer kritischen Dichte n_c zu quasi-instantanem Abstoppen der Expansion. Der Wert von n_c hängt dabei von der Rate der Energiezufuhr, der äußeren Dichte und der Verdampfungseffizienz ab.

Mit Hilfe dieses Expansionsmodells läßt sich nun das Expansionsverhalten einer Superblase in Abhängigkeit von den Parametern der zu Grunde liegenden OB Assoziation untersuchen. So folgen neben den Zeitprofilen für primäre Observable analoge Profile für den Blasenradius, Expansionsgeschwindigkeit, kinetische Energie in der Blasen-hülle (beobachtbare kinetische Energie), Temperatur und Dichte des Blasenmediums sowie Röntgen-Leuchtkraft des strahlungsgekühlten Blasenmediums.

In Kapitel 5 wurde schließlich das von mir entworfene Modell der Nukleosynthese von ^{26}Al und seiner Verteilung im interstellaren Medium auf die OB Assoziationen der Cygnus Region angewandt, da diese Region auf Grund ihrer sehr intensiven 1.809 MeV Strahlung als herausragender Testumgebung erscheint. Zunächst wurde dazu die astronomischen Daten für diese Region zusammengestellt. Dabei zeigte sich, daß das verfügbare Datenmaterial der verschiedenen Assoziationen qualitativ sehr unterschiedlich ist. Nur für Cygnus OB2 kann von einer vollständigen Bestimmung der Population ausgegangen werden. *Knödlseeder* (2000) hat in einer Analyse der 2MASS NIR-Daten gezeigt, daß die Population etwa einen Faktor 3 reicher ist als es aus optischen Bestimmungen der Populationszahlen folgt. Diese Diskrepanz läßt sich auf zwischen den Assoziationen und dem Beobachter liegenden Molekülwolken des Cygnus Molecular Rifts und Cygnus OB7 Wolke zurückführen, welche zu einer starken, inhomogenen Extinktion im optischen Wellenlängenbereich führen. Da aus Zeitgründen keine vollständige Analyse der 2MASS-Daten für die gesamte Cygnus Region (immerhin $35^\circ \times 35^\circ$) möglich war, wurden in

meinem Modell Korrekturfaktoren für die Populationstärken auf Basis der für Cygnus OB2 gefundenen Werte für Populationsstärke und Assoziationsmorphologie bestimmt. Diese Korrekturfaktoren können als Vorhersage in nachfolgenden Auswertungen des 2MASS-Surveys verwendet werden (siehe Tabelle 5.6). Das so korrigierte Populationsmodell der Cygnus Region liefert zusammen mit den nicht-assoziierten Einzelquellen (Wolf-Rayet Sternen und Supernova-Überresten) eine mit den COMPTEL Ergebnisse konsistente Beschreibung des 1.809 MeV Flusses der Cygnus Region. Darüberhinaus ist auch die Vorhersage für die Intensität der thermischen Bremsstrahlung durch das photoionisierte Medium im Bereich von 53 GHz konsistent mit den durch COBE DMR bestimmten Intensitäten der Cygnus Region.

Die Variation der Anfangsmassenverteilung in der Modellierung der OB Assoziationen zeigt jedoch, daß sich auf Grund der statistischen Fehler keine signifikante Unterschiede zwischen einer Salpeter-Massenfunktion und einem steileren Anfangsmassenspektrum zeigen. Insbesondere zeigt die Betrachtung der Zusammenhänge zwischen Anfangsmassenfunktion, Sternentstehungsrate und beobachtbarer Massenverteilung in Abschnitt 5.3.6.3, daß bereits kleine Abweichungen von der Annahme instantaner, synchroner Sternentstehung zu Verschiebungen zwischen realer und abgeleiteter Anfangsmassenverteilung führen. Ein direkter Test einzelner Details der Modellkomponenten erscheint daher mit dem vorliegenden Datenmaterial nicht möglich.

Die Diskussion der Propagations-Hypothese der Sternentstehung in der Cygnus Region zeigt jedoch, daß mit dem vorliegenden Modell und den diversen Beobachtungsbefunden durchaus Konsistenzuntersuchungen möglich sind. Während mein Modell der Cygnus Region sowohl die γ -Beobachtungen als auch die COBE DMR Ergebnisse im Bereich der thermischen Bremsstrahlung freier Elektronen konsistent im Rahmen der in der Literatur gegebenen Populationsparameter erklären kann, steht der von mir extrahierte mittlere Fluß kinetischer Energie für Cygnus OB2 im Widerspruch zum Sternentstehungsszenario nach *Comerón et al. (1993)*, *Comerón und Torra (1994)* und *Comerón et al. (1998)*. Nur durch geeignete Wahl einer niedrigeren externen Dichte oder einer niedrigeren notwendigen Energie für die Blasenexpansion der Cygnus Superblase kann evtl. Konsistenz erzielt werden, wobei allerdings der Widerspruch zwischen dem aus dem HRD bestimmten Alter von Cygnus OB2 und dem für die Propagation der Sternentstehung notwendigen Alter bestehen bleibt.

Die abschließenden quantitativen Modellvergleiche in Form von Hypothesentests mit COMPTEL 1.809 MeV Daten haben gezeigt, daß die beobachtete Intensitätsverteilung signifikant breiter ist als die Assoziationsgrenzen in Kombination mit der COMPTEL Winkelauflösung erwarten lassen. Das beste Anpassungsergebnis wird für ein Modell erzielt, daß die Bildung von ^{26}Al -gefüllten Wind- und Superblasen in einem äußeren Medium mit mittlerer Dichte von $\sim 20 \text{ cm}^{-3}$ durch Wolf-Rayet Sterne und OB Assoziationen annimmt. Damit bestätigt sich die Erwartung, daß ^{26}Al innerhalb seiner Lebensdauer Entfernungen von bis zu einigen 100 pc erreichen kann. Diese breite Verteilung durch winddynamische Effekte erklärt darüberhinaus die gute Korrelation zum ionisierten Medium (thermische Bremsstrahlung), da neben kompakten und Riesen-HII-Regionen auch ein Teil der photoionisierenden Strahlung zur Ionisation weiter entfernter Regionen und damit zur Ausbildung diffuser, ionisierter Halos führt, welche ihrerseits zu breiteren Intensitätsverteilungen führen. Molekulares Gas hingegen hat eine deutlich schmalere Breitenverteilung.

Da die Blasenradien stark von der Umgebungsdichte abhängen, erlaubt die 1.809 MeV Beobachtung im Rahmen meines Modells eine Grenze für die mittlere Teilchendichte des umgebenden Mediums vor der Ausbildung der Superblase zu bestimmen. Im Falle der Cygnus Region findet man eine Dichte zwischen 10 und 40 cm^{-3} .

6.2 Ausblick

Im folgenden sollen nun noch kurz die in meinen Augen wichtigen nächsten Schritte zusammengefaßt werden. Dieser Ausblick orientiert sich in der Gliederung an der Dreiteilung dieser Arbeit.

Auf der Seite der γ -Beobachtungen lassen sich im wesentlichen drei wichtige Probleme aus meiner Arbeit ableiten:

1. **Spektroskopische Untersuchung der 1.809 MeV Strahlung:** Wie bereits erwähnt, wurde bei der letzten Beobachtung des Germanium-Spektrometers GRIS eine im Widerspruch zu allen anderen Beobachtungen stehende Linienbreite der interstellaren 1.809 MeV Linie von 5.4 keV, vergleichbar einer Temperatur von $6 \cdot 10^7$ K oder einer Raumgeschwindigkeit von 500 km/s, gemessen. Bislang ist ungeklärt, wie eine derartig hohe Temperatur bzw. Geschwindigkeit über die ^{26}Al -Lebensdauer von 1 Mio. Jahre hinweg erhalten oder wieder erreicht werden kann. Vordringliche Aufgabe ist es allerdings zunächst diese Beobachtung in einem unabhängigen Experiment zu überprüfen. Dies bezüglich erscheint das Germanium-Spektrometer SPI an Bord des ESA Satelliten INTEGRAL, der voraussichtlich im Frühjahr 2002 starten wird, als besonders geeignet. Zum einen erlaubt der Germanium-Detektor mit einer Energieauflösung von 2.5 keV bei 1.8 MeV eine sichere Messung der Linienform, zum anderen garantiert die satellitengestützte Beobachtung hinreichend lange Beobachtungszeiten, um statistische Unsicherheiten zu minimieren.
2. **Abbildende Beobachtung der 1.809 MeV Strahlung:** Die vergleichende Diskussion der verschiedenen COMPTEL Karten der 1.809 MeV Strahlung hat gezeigt, daß insbesondere Emissionsstrukturen geringer Intensität einer unabhängigen Verifikation bedürfen. Nichts desto weniger gilt dies auch für Strukturuntersuchungen der Intensitätsverteilung in den sehr intensiven Emissionsstrukturen wie z.B. der Cygnus Region. Die Auflösung kleinskaliger Strukturen bedarf einerseits einer höheren Winkelauflösung des Teleskops, andererseits muß eine hinreichende Sensitivität gewährleistet sein, da anderenfalls ähnlich wie in der COMPTEL Analyse Artefakte nicht auszuschließen sind. Insbesondere das in der Entwicklung befindliche Compton Teleskop MEGA (*Kanbach und MEGA Collaboration* 2000) wird bei der Auflösung der diffusen 1.809 MeV Strahlung signifikante Verbesserungen ermöglichen.
3. **Nachweis von interstellarem ^{60}Fe :** Während die 1.809 MeV Strahlung von radioaktivem ^{26}Al inzwischen von vielen unabhängigen Instrumenten beobachtet und bestätigt wurde, sind Zerfallslinien der ^{60}Fe -Kette bei 1.173 und 1.332 MeV bislang unentdeckt. Wie u.a. die Vorhersage meines Modells zeigt, liegt die erwartete Intensität jeder einzelnen ^{60}Fe -Linie bei etwa 15-20% der 1.809 MeV Intensität. Für die COMPTEL Auswertung liegen diese daher sehr nahe Sensitivitätsgrenze. Zu dem wird die Auswertung durch die ungünstigeren Hintergrundverhältnisse im Bereich zwischen 1 und 1.4 MeV erschwert. Mit Hilfe eines genügend genauen Hintergrundmodells sollte es jedoch zumindest möglich sein, eine sensitive obere Grenze für diese Zerfallslinien aus den COMPTEL Daten zu extrahieren. Einen weiteren Schritt wird das INTEGRAL Spektrometer SPI leisten können. Mit SPI sollte es gelingen, die ^{60}Fe -Linienemission aus Richtung des galaktischen Zentrums nachzuweisen.

Da das Instrument der Populationssynthese auf Grund seiner Erweiterbarkeit und Flexibilität sehr mächtig ist, soll der Ausblick auf die modellspezifischen Aspekte an den Bedürfnissen der γ -Astronomie orientiert kurz gehalten werden. Durch Erweiterung des Modells um zusätzliche Observablen kann das Modell jederzeit auf andere Wellenlängen ausgedehnt werden. Im

Zusammenhang der Interpretation von γ -Linienbeobachtungen und im Sinne einer Verbesserung des Modells müssen jedoch jeweils die theoretischen und experimentellen Unsicherheiten berücksichtigt werden es ist nicht grundsätzlich auszuschließen, daß die Aufnahme zusätzlicher Beobachtungsgrößen zu größeren Fehlergrenzen auf Grund von statistischen und systematischen Effekten führt.

Im direkten Zusammenhang der Populationssynthese und ihrer Anwendung auf konkrete Regionen ist insbesondere eine Erweiterung der Sternklassifikation wünschenswert, da mit Hilfe eines detaillierten Klassifikationsschema die synthetische Population anhand von Anzahlverhältnissen, ähnlich dem Wolf-Rayet zu O Verhältnis, an beobachteten Populationen kalibriert werden können. Auf diese Weise läßt sich der statistische Fehler minimieren, und die Qualität der Vorhersagen insbesondere bezüglich der erwarteten Radionukleosynthese verbessern.

Ein weiterer Aspekt, der im Zusammenhang der Wechselwirkung mit dem interstellaren Medium von größerer Bedeutung ist, liegt in der detaillierten Beschreibung der chemischen Entwicklung. Durch Erweiterung des Algorithmus zur Freisetzung von ^{26}Al und ^{60}Fe auf die häufigsten anderen Elemente und Isotope kann der zeitliche Verlauf der chemischen Anreicherung, insbesondere der Metallgehalt des umgebenden Mediums, untersucht werden. Dieser Aspekt ist auch für das Expansionsverhalten von Blasenstrukturen von Bedeutung, da z.B. das Kühlverhalten durch Strahlungskühlung von der chemischen Zusammensetzung des Blasenmediums abhängt. Findet keine Verdampfung statt, so wird die Metallizität des Mediums allein durch Sternwinde und Supernova Ejekta bestimmt; andernfalls ist die anteilige Beimengung unprozessierter Materie zu berücksichtigen. Mit Hilfe der chemischen Entwicklung ließen sich schließlich Röntgenspektren für die Strahlungskühlung berechnen.

Auch das Modell der Blasenexpansion kann an einigen Stellen verbessert werden. Ein wesentlicher Nachteil der aktuellen Fassung ist die Vernachlässigung von Instabilitäten, die zu Fragmentation und propagierender Sternentstehung führen können. Auch die Erweiterung auf eine zwei- oder dreidimensionale Beschreibung, welche die Behandlung von Dichtefeldern für das umgebende Medium erlauben würde, erscheint notwendig. So zeigt zum Beispiel die Orion-Eridanus eine ellipsoidale Form, welche sich auf die inhomogene Dichtestruktur zurückführen läßt.

Darüberhinaus geht das aktuelle Szenario des Blasenexpansion von einer a priori vorhandenen *kleinen* Superblase aus. Was ist aber mit der Entstehungsphase, während der insbesondere Windblasen und Supernova-Überreste miteinander in Wechselwirkung treten? Während die Schocks an der äußeren Grenze der Superblase relativ schwach sind, ist zu erwarten, daß die Wind-Wind-Wechselwirkungen insbesondere in der Frühphase relativ stark sind. Hier findet sich ein mögliches Umfeld, in dem ^{26}Al nachbeschleunigt bzw. wieder aufgeheizt werden könnte, so daß die von GRIS beobachtete Linienbreite erklärbar wird. In Anhang H wird mein Blasenexpansionsmodell auf Sternblasen übertragen und ein erster Ansatz zur Modellierung des Zeitverhaltens von ^{26}Al -Freisetzung und Blasenkontaktphase vorgestellt.

Über diese Modifikationen des existierenden Modells hinausgehend ist eine Verwendung des (erweiterten) Populationsmodells als Energie- und Materiequelle in hydrodynamischen Rechnungen wünschenswert. Diese Modelle erlauben die detaillierte Untersuchung der Linienform für Zerfallslinien und der Verteilung freigesetzter Materie im Blasenmedium.

Schließlich erscheint die Betrachtung des Assoziationsmodells als Untereinheit zur Modellierung der chemischen Entwicklung - insbesondere der Radionukliden - einer ganzen Galaxie als interessante Option.

Bezüglich der Anwendung des Modells auf astronomische Objekte sei an dieser Stelle nur so viel gesagt: Die Anwendung des Modells auf möglichst viele OB Assoziationen bedarf einer möglichst exakten Bestimmung der jeweiligen Populationsparameter, um etwaige systematische Fehler so klein wie möglich zu machen. Gelingt dies für eine größere Zahl von OB Assoziationen und jungen Sternhaufen hinreichender Populationsstärke, so lassen sich auf Basis dieses Samples mit

Hilfe der Korrelationsdiagramme aus Kapitel 4 Untersuchungen einzelner Modellkomponenten durchführen. Auf Grund der Hinweise aus den COMPTEL 1.809 MeV Himmelskarten erscheinen dabei die Orion Region mit Orion OB1, die Vela Region mit ihren Assoziationen und die Sco-Cen Assoziation aussichtsreiche Kandidaten Kandidaten. Sowohl im Fall von Orion OB1 als auch der Sco-Cen Assoziation tritt durch die aus der Beobachtung belegte Altersstruktur in mehreren Untergruppen eine zusätzliche Komplexität bei der Modellierung aus. Die in mehreren Wellen ablaufende Sternentstehung muß in den Modellen berücksichtigt werden. Einen ersten Eindruck der zu erwarteten Zeitprofile gibt Abbildung 6.1, die die Zeitentwicklung des erwarteten 1.809 MeV Flusses für Orion OB1 zeigt, wobei die jüngste Untergruppe (nach *Brown et al. (1994)* ist $\tau_{\text{Ori OB1d}} < 1 \text{ Myr}$) auf Grund ihres Alters und der unsicheren Charakterisierung der Population nicht berücksichtigt wurde. Das graue Band gibt den Bereich der systematischen und statistischen 1σ -Fehler an. Die untere Abszissenachse gibt die Zeit bezogen auf den heutigen Beobachtungszeitpunkt an, während die obere Abszisse die simulierte Zeit in der Populationssynthese von Orion OB1 wiedergibt. Zusätzlich ist die 3σ -Sensitivitätsgrenze für eine 1 Ms dauernde Beobachtung mit dem INTEGRAL Spektrometer SPI als gestrichelte, horizontale Linie eingezeichnet.

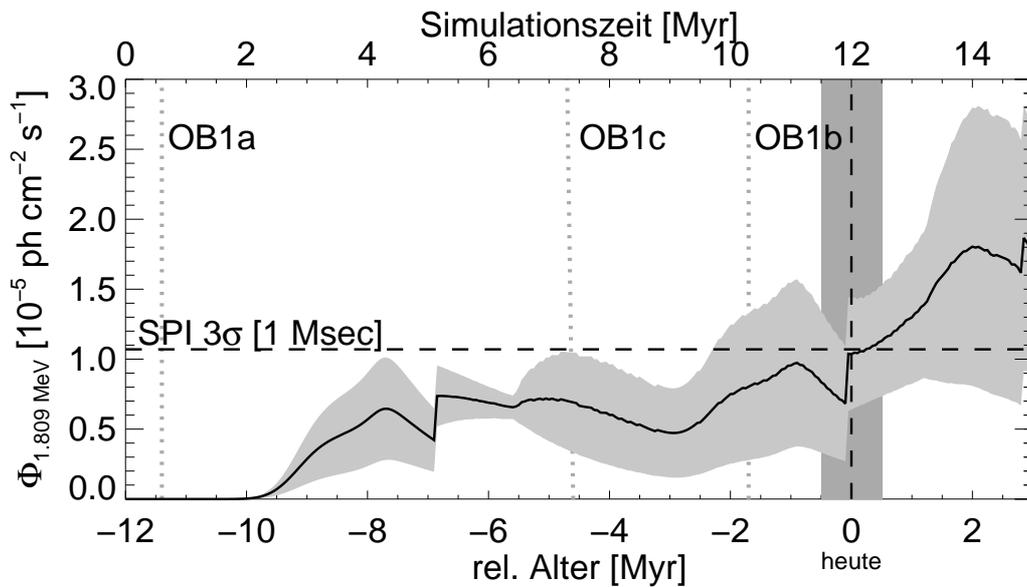


Abbildung 6.1: Zeitprofil des erwarteten 1.809 MeV Flusses von Orion OB1: Das Fehlerband gibt den zeitlichen Verlauf von Mittelwert und 1σ -Fehler (statistisch & systematisch) des erwarteten 1.809 MeV Flusses von Orion OB1 an. Die Zeitpunkte der Sternentstehung in den drei berücksichtigten Untergruppen sind durch vertikale, gestrichelte Linien markiert. Die horizontale Linie gibt die 3σ -Sensitivitätsgrenze einer 1 Ms SPI Beobachtung der Orion Region an. Das Populationssynthese-Modell beruht auf den von *Brown et al. (1994)* bestimmten Populationsparametern.

Anhang A

Kernreaktionen, Isotopenhäufigkeiten und die Saha Gleichung

Bevor im Folgenden das Heliumbrennen und die Nukleosynthese genauer untersucht wird, soll in dieser Exkursion die Beschreibung von Kernreaktionen und darauf aufbauend der Berechnung von Isotopenhäufigkeiten im Mittelpunkt stehen. Dieses Rüstzeug aus der Kernphysik legte den Grundstein für das grundlegende Verständnis der Elemententstehung und bildet den Ausgangspunkt für alle weiterführenden Untersuchungen.

Kernreaktionen werden in der Regel in der Form $A(a, b)B$ notiert, wobei a die einfallenden Teilchen und A das Target bezeichnen, während B das Produkt der Reaktion und b die entweichenden Partikel meint. Die Zahl der Teilchen im Ausgangskanal ist dabei nicht auf zwei festgelegt, so gibt es zum Beispiel Reaktionen wie ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ (siehe pp I Kette). Für die Beschreibung von Kernreaktionen ist ganz allgemein die Reaktionsrate von entscheidender Bedeutung.

$$\langle \sigma \cdot v \rangle = \int_0^\infty \phi(v) \cdot v \cdot \sigma(v) dv$$

Dabei bedeutet $\phi(v)$ die Geschwindigkeitsverteilung der einfallenden Teilchen und $\sigma(v)$ der Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion. Für eine thermische Bewegung der einfallenden Partikel setzt man anstelle von $\phi(v)$ die **Maxwell-Boltzmann Verteilung** ein. Der Wirkungsquerschnitt wird durch das Übergangsmatrixelement $M_{fi} = \langle \psi_f | H_{\text{int}} | \psi_i \rangle$ und einen Phasenraumfaktor $\rho(E)$ durch **Fermi's Goldene Regel** bestimmt.

$$\sigma(E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 \cdot \rho(E)$$

Die theoretisch einfachsten Reaktionen sind die Neutronenreaktionen, bei denen die einfallenden Partikel Neutronen sind. Hier kann man zeigen, daß die Reaktionsrate angenähert konstant ist, da der Wirkungsquerschnitt antiproportional zur Geschwindigkeit der Neutronen ist, d.h. es gilt: $\sigma \sim v^{-1}$. Im Falle von Protonenreaktionen wird das Bild etwas komplizierter, da hier im Wechselwirkungspotential neben den Kernkräften die repulsive elektromagnetische Kraft des positiv geladenen Targetkerns berücksichtigt werden muß. So kann z.B. die Proton-Proton Reaktion nur Dank des quantenmechanischen Tunneleffektes ablaufen, da die Coloumb Barriere mit ca. 550 keV (entspricht etwa $6 \cdot 10^9$ K) um ein Vielfaches über der thermischen Energie der Protonen liegt. Mit der Tunnelwahrscheinlichkeit P_T

$$P_T = e^{-2\pi\eta} \quad \eta = 2\pi \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$$

findet man unter Hinzunahme eines von der Kernstruktur abhängigen astrophysikalischen S-Faktors $S(E)$ den Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} S(E).$$

Erfolgen die Stöße nicht zentral, muß zusätzlich eine Zentrifugalbarriere mit berücksichtigt werden, die auf Grund des Drehimpulses auftritt. Der S-Faktor hängt nur schwach von der Energie ab und erlaubt so die Extrapolation des Wirkungsquerschnitts auf astrophysikalisch relevante Energiebereiche, da diese im Labor in der Regel nicht präpariert werden können.

Neben den eben beschriebenen Reaktionen kennt man noch sogenannte **Compound-Kern-Reaktionen**, bei denen ein metastabiler Zwischenkern entsteht, welcher seinerseits in die zerfällt und so die eigentlichen Reaktionsprodukte entstehen läßt. Während die typische Zeitskala für starke Wechselwirkungen im Bereich von 10^{-24} s liegt, leben Compoundkerne in der Regel etwa 10^{-16} s. Man spricht bei diesen Reaktionen auch von **resonanten Kernreaktionen**. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktionen berechnet sich aus

$$\sigma \sim |\langle B + b | H_{II} | C \rangle \langle C | H_I | A + a \rangle|^2.$$

Eine quantenmechanische Rechnung führt so auf die **Breit-Wigner Formel** für resonante Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma(E) = (2\ell + 1) \omega \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

und damit auf die Reaktionsrate in der Form:

$$\langle \sigma \cdot v \rangle = 2.6 \cdot 10^{-13} (A \cdot T_7)^{-3/2} \cdot f \cdot \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} e^{-1.16 \frac{E_0}{T_7}} \quad [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}],$$

wobei die Energie in keV und die Temperatur in 10^7 K angegeben wird. f bezeichnet den **Screening Factor** und parametrisiert die Abschirmung durch das Elektronengas, eine der Plasmakomponenten. Resonante Reaktionen spielen im Zusammenhang der stellaren Nukleosynthese eine besonders große Rolle, da auf Grund der niedrigen Teilchenenergien die resonanten Reaktionen mit ihren großen Wirkungsquerschnitten oftmals die Reaktionsketten erst ermöglichen. Andererseits finden viele astrophysikalisch relevante, nicht-resonante Reaktionen im niederenergetischen Flügel energetisch höher liegender Resonanzen statt, so daß eine Extrapolation des Wirkungsquerschnitts möglich wird.

Da man nun in der Astrophysik weniger an Einzelreaktionen als vielmehr an der Beschreibung ganzer Brennphasen und den damit verbundenen Isotopenumsätzen interessiert ist, erscheint es zweckmäßig, auf eine thermodynamische Beschreibung von Kernreaktionen im Sinne einer Vielteilchentheorie überzugehen. Im allgemeinen wird ein Vielteilchensystem aus Fermionen behandelt, man kann also die Wahrscheinlichkeit für gewisse Zustände durch

$$P(N_i, E_i) = \prod_i \frac{\omega_i}{N \cdot (\omega_i - N)}$$

angeben und mit Hilfe der Stirlingschen Formel zu

$$\ln P = \sum_i (\omega_i \ln \omega_i - N_i \ln N_i - (\omega_i - N_i) \ln(\omega_i - N_i))$$

abschätzen. Die Forderung nach Stationarität führt nun zur Bedingung $\partial P = 0$. Mit der Definition der **Entropie** $S = k_B \ln P$ und unter Einführung der Teilchenanzahldichten n_i als

$$n_i = \frac{g_i}{h^3} \frac{4\pi p_i dp_i}{\exp\left(E - \frac{\mu_i}{k_B T} + 1\right)}$$

findet man schließlich in nicht-relativistischer Näherung das chemische Potential zu

$$\mu = k_B T \ln \left(\frac{n}{G} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m k_B T} \right)^{3/2} \right) + m c^2 \quad G = \sum_i g_i e^{-\frac{E_i - E}{k_B T}}.$$

In diesen Beziehungen bedeutet g_i das statistische Gewicht des Zustandes, k_B die Boltzmann Konstante und E_i die Energie des Zustandes. Für eine Kernreaktion des Typs $A + B \rightleftharpoons C$ können nun unter Zuhilfenahme der chemischen Teilpotentiale μ_A , μ_B und μ_C das Verhältnis der Teilchenanzahldichten berechnet werden:

$$\frac{n_A \cdot n_B}{n_C} = \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{m_A m_B}{m_C} \right)^{3/2} \frac{g_A g_B}{g_C} \cdot e^{\frac{(m_A + m_B - m_C) c^2}{k_B T}}$$

Diese Beziehung der Teilchenanzahldichten nennt man **Saha Gleichung**. Mit der Saha Gleichung ist es nun möglich Reaktionsnetzwerke von Isotopen im Gleichgewicht zu berechnen. Allerdings setzen diese Rechnungen u.a. die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte bzw. Reaktionsraten voraus.

Anhang B

Leuchtkraftklassen und Klassifikation von Sternen

Bereits um 1905 erkannte E. Hertzsprung den Unterschied zwischen Riesen- und Zwergsternen. H.N. Russell untersuchte 1913 die Abhängigkeit der absoluten, visuellen Helligkeit M_V vom Spektraltyp. Mit wesentlich verbessertem Beobachtungsmaterial gelang es ihm schließlich 1927 eine zusätzliche Systematik der Sterne zu entdecken. Bei der Auftragung von absoluter Helligkeit gegen die Effektivtemperatur stellte er fest, daß die Sterne in mehrere Gruppen in diesem sogenannten Hertzsprung-Russell Diagramm zerfallen. Die meisten Sterne fielen dabei auf die Hauptreihe, während zusätzlich weitere Gruppen hervortraten. Heute unterscheidet man Sterne in einem zweidimensionalen Schema neben dem Spektraltyp nach ihrer Leuchtkraftklasse, welche durch Nachstellen einer römischen Ziffer gekennzeichnet werden. Man kennt die folgenden Leuchtkraftklassen: Abbildung B.1 zeigt ein schematisiertes Hertzsprung-Russell Diagramm.

Leuchtkraftklasse	Bezeichnung der Sterne
Ia, Iab, Ib	Überriesen
II	helle Riesen
III	(normale) Riesen
IV	Unterriesen
V	Hauptreihensterne (Zwerge)
VI	Unterzwerge

Tabelle B.1: Leuchtkraftklassen für Sterne

Sterne, die als helle Riesen klassifiziert werden, besetzen einen Bereich zwischen dem Riesenast und den Überriesen, während Unterriesen zwischen Riesen und der Hauptreihe angesiedelt sind. Den Horizontal- und Riesenast verbindet zusätzlich der Asymptotische Riesen Zweig (\rightarrow *asymptotic giant branch*). Neben den so klassifizierten Sternen kennt man noch eine ganze Reihe Sterne mit speziellen Spektral- oder allgemeiner Emissionseigenschaften.

1. *Weißer Zwerge:* Seit den Untersuchungen des indischen Astrophysikers Chandrasekhar aus den 30er Jahren, weiß man, daß Weiße Zwerge auskühlende, leichte Sterne am Ende ihrer Entwicklung sein müssen. Ihre geringe Masse von weniger als $1.4 M_{\odot}$ erlaubt ihnen nicht in spätere Brennphasen einzutreten. Andererseits bedingt der hohe Gravitationsdruck eine Kontraktion auf etwa Erdgröße, was mit einer vollständigen Entartung ihres Elektronengases verbunden ist. Diese Objekte kühlen nun über recht lange Zeiträume aus, wobei sie auf Grund ihrer hohen Oberflächentemperatur ein thermisches Spektrum aufweisen, welches im Bereich von B Sternen liegt (siehe Abbildung B.1).

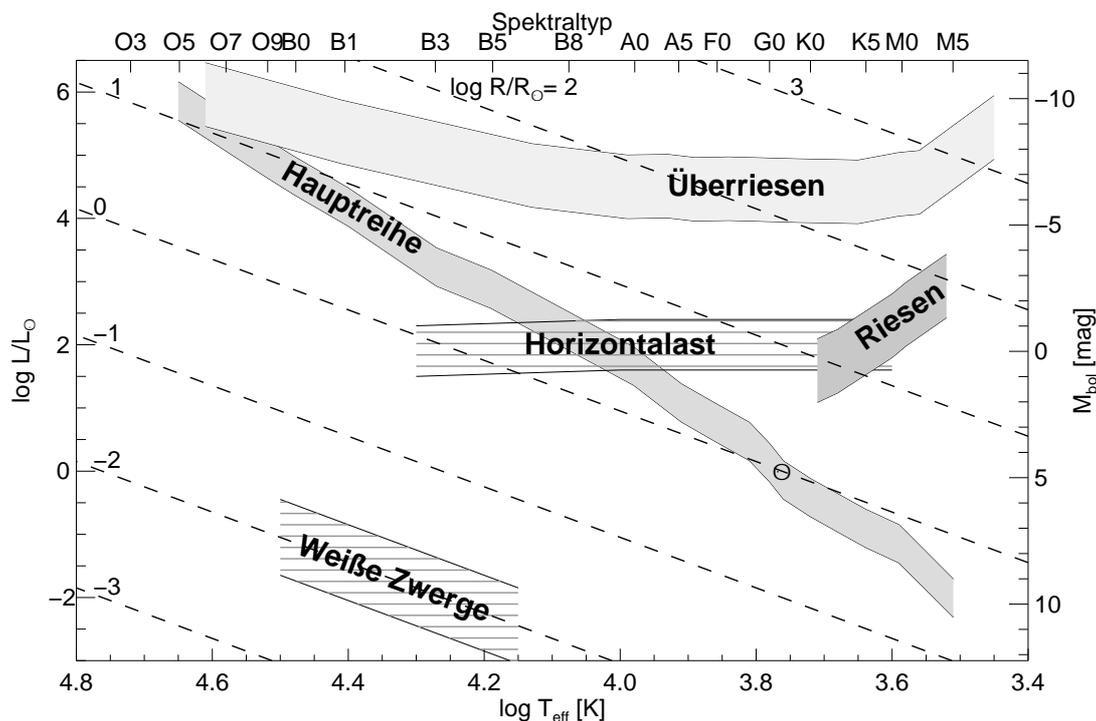


Abbildung B.1: Das Schematische Hertzsprung-Russell Diagramm (HRD) zeigt neben dem Band der Hauptreihensterne den Bereich der Riesen und Überriesen. Helle Riesen findet man zwischen den Riesen und Überriesen, während Unterriesen im Bereich zwischen den Riesen und Zwergen liegen. Unterhalb der Hauptreihe fallen die Untergewisse und Weißen Zwerge. Das Sonnensymbol \odot markiert die Position der Sonne im HRD. Bei der Sonne handelt es sich um einen Stern der Klasse G2V.

2. *Sterne mit Emissionslinien:* Die von Max Wolf und Georges Rayet Ende des 19. Jahrhunderts, Anfang des 20. Jahrhunderts erstmals beschriebenen Sterne, weisen im Gegensatz zu gewöhnlichen Sternen starke Emissionslinien auf. Dabei können die nach ihren Entdeckern benannten *Wolf-Rayet Sterne* (kurz: WR Sterne) grob in drei Klassen je nach den dominanten Linien unterschieden werden. Man kennt sogenannte WN Sterne, die sich durch starke Linienemission von Stickstoff auszeichnen. Außerdem werden noch WC und WO Sterne unterschieden, welche Linienemission von Kohlenstoff bzw. Sauerstoff zeigen. Neben dieser Linienemission zeigen WR Sterne Hinweise auf starken Masseverlust durch Sternwinde (Beobachtung in sog. *P Cygni Profilen*). Nach neueren Ergebnissen werden Masseverlustraten von bis zu $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ erreicht. Neben den WR Sternen kennt man noch sogenannte *Metallliniensterne*, dabei handelt es sich um Sterne späteren Spektraltyps entlang der Hauptreihe, die starke Liniensignale bestimmter Metalle aufweisen.
3. *Veränderliche Sterne:* Diese Sterne zeichnen sich durch starke Variationen im Emissionsverhalten aus. In dieser Klasse gibt es die ein ganzes Spektrum von Phänomenen:
 - *regelmäßige Helligkeitsvariationen:* Hierbei spricht man auch von Pulsationen. U.a. zeigen die Sterne des asymptotischen Riesenanzweiges, sogenannte *AGB Sterne*, wiederkehrende Pulsationen mit relativ langen Perioden. Daneben kennt man *RR Lyrae*

Sterne¹, welche deutlich kürzere Pulsperioden von 0.2 bis 1.2 Tagen haben. RR Lyrae Sterne findet man im Halo und Kernbereich der Milchstraße sowie in Kugelhaufen (→ *globular clusters*). *Cepheiden* weisen eine insgesamt höhere Leuchtkraft auf wie RR Lyrae Sterne und besitzen zu dem längere Perioden von bis zu 50 Tagen. Zu der Klasse der regelmäßigen Helligkeitsveränderlichen zählt man ferner Sterne der Typen *W Virginis*, *δ Scuti*, *ZZ Ceti* und *RV Tauri*.

- *halbregelmäßige Helligkeitsveränderliche*: Ein halbregelmäßiges Verhalten zeigen Riesen und Überriesen mittlerer und später Spektraltypen. Hier findet man Quasiperioden von über 1000 Tagen. Zu dieser Klasse können prinzipiell auch *asymptotische Riesensterne (AGB Sterne)* gezählt werden, allerdings sind in diesen Sternen Perioden und Variabilitäten auf Zeitskalen von hunderten bis zu einigen 10^4 Jahren zu beobachten (siehe Seite 81 in Abschnitt 3.1.1.7 für eine detaillierter Beschreibung von AGB Sternen).
- *unregelmäßige Helligkeitsausbrüche*: Bei sogenannte *LBV-Sterne* (luminous blue variables) handelt es sich um blaue Überriesen mit stark eruptivem Verhalten. Die Ausbrüche sind in der Regel mit starken Variationen des Sternwindes und damit der Spektraleigenschaften verbunden.
- *Spektralveränderliche*: *Ap-* und *Bp-Sterne* (p = peculiar) zeigen anomale Intensitäten und periodische Wechsel in der Intensität gewisser Spektrallinien, so findet man z.B. Sterne mit starken Linien in *Eu-Cr-Sr*.

¹RR Lyrae Sterne werden wie Cepheiden vielfach zur Messung von Entfernungen verwendet, da ein direkter Zusammenhang ihrer Pulsperiode mit ihrer Leuchtkraft besteht.

Anhang C

AGB Sterne - eine alternative Quelle für hydrostatisch produziertes ^{26}Al

Das AGB Stadium ist eine späte Entwicklungsphase leichter bis mittelschwerer Sterne im Massenbereich zwischen 1 und $9 M_{\odot}$. Die AGB Phase folgt in der Regel einer ersten Roten Riesenphase, welche sich nach dem Erlöschen des zentralen Wasserstoffbrennens bildet (siehe Abschnitt 2.1.2.3) (*Iben und Renzini 1983, Lattanzio 1995*). Die typische Lebensdauer eines AGB Sterns liegt je nach Nullalterhauptreihenmasse des Vorgängersterns zwischen 10^5 und wenigen 10^6 yr. Der Aufbau eines AGB Sterns stellt sich nach dem aktuellen Bild wie folgt dar: Über einem inerten, elektron-entarteten Kern, der für leichtere AGB Sterne, deren Vorgänger keine Kohlenstoffbrennphase durchlaufen haben, auf Kohlenstoff und Sauerstoff (Produkte des Heliumbrennens) und bei schwereren Sternen (ab ca. $5 M_{\odot}$) aus den Produkten des Kohlenstoffbrennens (O, Ne und Mg) besteht, liegen wechselweise brennende Schalen aus Helium und Wasserstoff sowie eine sehr ausgedehnte konvektive Atmosphäre von bis zu $10^3 R_{\odot}$ (*Iben 1995*). Die ausgedehnte Atmosphäre entsteht nach dem Erlöschen des zentralen Helium- bzw. Kohlenstoffbrennens, wenn sich der Stern an die Bedingungen des Heliumschalenbrennens anpaßt. Während dieser Entstehungsphase des AGB Sterns nennt man das Objekt einen *early AGB star* (eAGB). Als Folge der Expansion erlischt die Wasserstoffschalenquelle. Das Heliumschalenbrennen erfaßt immer weiter außenliegende Bereiche, bis schließlich eine dünne Wasserstoffschicht oberhalb der Heliumbrennschale wieder zünden kann. Nun erlischt die Heliumschalenquelle, da in diesen äußeren Schicht nicht genügend Helium vorhanden ist und die Temperaturen und Dichten zu niedrig sind. Der eAGB Stern geht nun in eine Phase thermischer Pulsation über, man nennt ihn dann einen *thermally-pulsing AGB star* (tpAGB). Jede Pulsation besteht aus vier Phasen (*Lattanzio 1995, Iben 1995, Mowlavi 1999*):

1. *Interpuls-Phase*: Ca. 90% der Pulsation verbringt der tpAGB Stern in einem Zustand ruhigen Wasserstoffschalenbrennens. Während dieser Phase befindet sich der Stern im Strahlungsgleichgewicht.
2. *Zünden der Heliumschalen*: Das nach außen hin fortschreitende (in Massenkoordinate) Wasserstoffschalenbrennen hinterläßt Schichten erhöhter Heliumkonzentration, in denen Dichte und Temperatur erneut ansteigen, bis schließlich das Heliumbrennen wieder zündet. Das Heliumbrennen findet allerdings unter fast elektronen-entarteten Bedingungen statt, so daß es zu einem Quasi-Helium-Flash kommt, in dessen Folge sich eine intermediären Konvektionszone ausbildet, welche von der Heliumschale bis fast zur Wasserstoffschale reicht. Die Dauer dieser Phase ist mit ca. 200 yr vergleichsweise kurz.

3. *Heliumschalenbrennen*: Nach der kurzen Zündphase kommt die Heliumschale ins Gleichgewicht und kühlt dabei unter gleichmäßigem Brennen ab. Auf Grund der Abkühlung kann die Konvektion im Zwischenbereich nicht aufrecht erhalten werden. Die im Quasi-Flash freigesetzte Energie führt zu einer Expansion der Atmosphäre und damit zu einem Erlöschen der Wasserstoffschalenquelle.
4. *Dredge Up*: In Folge des Erlöschens der Wasserstoffbrennschale kann sich die äußere Konvektion der AGB Atmosphäre nun tief in das Sterninnere ausdehnen, so daß sie bis in die erstorbene Wasserstoffbrennschale oder sogar in die Bereiche der zuvor aktiven Zwischenkonvektion reicht. Dadurch können Produkte des Wasserstoffschalenbrennens bzw. auch der Heliumschalenquelle an die Oberfläche transportiert werden. Diesen Vorgang nennt man *Dredge Up*. Im Zuge des voranschreitenden Heliumschalenbrennens erfaßt die Heliumschalenquelle weiter außenliegende Bereiche (beachte: Massenkoordinate), so daß es zu einer Aufheizung der benachbarten Bereiche kommt. Während das Wandern des Heliumbrennens zur Folge hat, daß Bereiche niedriger Heliumkonzentration erreicht werden, was schließlich zum Erlöschen führt, bewirkt die mit dem Heliumbrennen verbundene Aufheizung der wasserstoffreichen, außenliegenden Schichten ein erneutes Zünden der Wasserstoffschalenquellen. Damit geht der AGB Stern in die nächste Interpuls-Phase über.

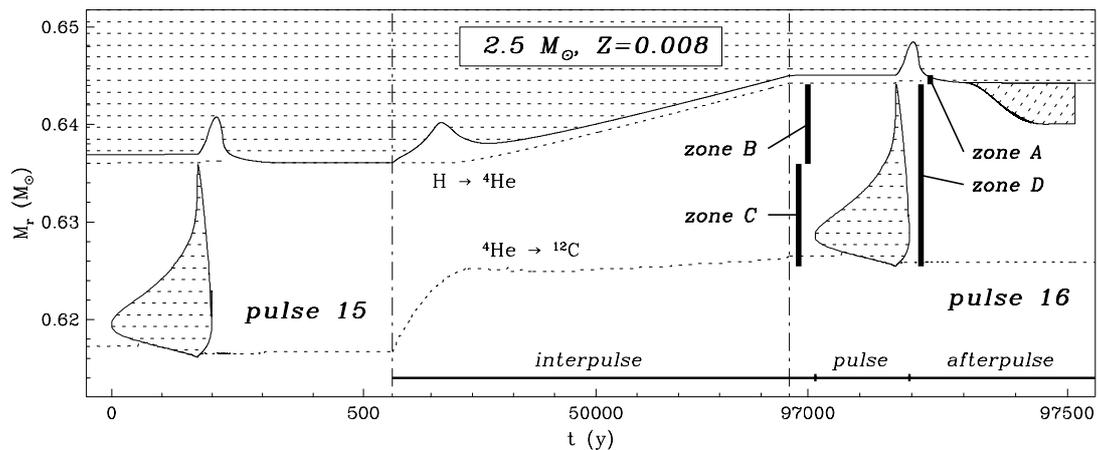


Abbildung C.1: Schematischer Verlauf von AGB Pulsationen aus Mowlavi und Meynet (2000): Struktureller Aufbau der Zwischenschalenbereiche eines $25 M_{\odot}$ Sterns für $Z = 0.008$ zwischen dem 15. und 16. Puls. Der Nullpunkt der Zeitachse wurde o.B.d.A. auf den Beginn des 15. Pulses festgesetzt. Die schraffierten Bereiche markieren konvektive Gebiete. Die gepunktete Linie lokalisiert die Gebiete maximaler Energieproduktion in der Helium- bzw. Wasserstoffschale. Die diagonal schraffierte Zone in der Nachpulsphase markiert den Dredge Up. Die Materie aus der Zone A wird durch den Dredge Up an die Oberfläche transportiert, während Materie in Zone B in tiefere, heißere Regionen gemischt wird. Der wachsende Puls erreicht zunächst C-reiche Materie in Zone C, bevor er auf die He-reiche Materie in Zone B trifft. Zone D markiert den Bereich der Brennprodukte des vorangehenden Pulses. Die Pulsation synthetisiert ^{22}Ne durch sequentielles Heliumbrennen von ^{14}N aus der Wasserstoffschalenquelle.

Abbildung C.1 zeigt den zeitlichen Ablauf von thermischen Pulsationen von AGB Sternen in einer zu Abbildung 3.9 äquivalenten Darstellung. Dieser Abbildung liegen die Modelle von Mowlavi (1999) zu Grunde. Je nach Anfangsmasse durchläuft ein ein tpAGB Stern bis zu 30 oder mehr Pulsationen, bevor schließlich die nach außen wandernden Brennschalen keine für eine Fortsetzung der Pulsationen notwendigen Bedingungen mehr vorfinden. Nun geht der Stern

über den Zustand eines sogenannten *Planetarischen Nebel*¹ in einen Weißen Zwerg über (Beispiel: Abbildung C.2).

²⁶Al kann in AGB Sternen auf zwei unterschiedlichen Wegen synthetisiert werden. Zum einen kann in den brennenden Wasserstoffschalen primäres ²⁵Mg durch (p, γ)-Reaktionen in ²⁶Al umgesetzt werden. *Nøgaard* (1980) hat darauf hingewiesen, daß ²⁵Mg grundsätzlich auch in der Heliumbrennschale synthetisiert werden und durch die Zwischenkonvektion der nachfolgenden Wasserstoffschalenquelle zugeführt werden könnte. Dieser Mechanismus läßt jedoch anomale Mg-Isotopenverhältnisse an der Oberfläche von AGB Sternen erwarten, die aber nicht beobachtet werden (*Prantzos und Diehl* 1996). In schweren AGB Sternen (ab etwa $5 M_{\odot}$) eröffnet das sogenannte *hot bottom burning* (HBB)² einen zweiten Weg für die Synthese von ²⁶Al. Während die Nukleosyntheseprodukte des Wasserstoffschalenbrennens nur im Zuge des Dredge Up an die Oberfläche und damit in den Sternwind gelangen, erreichen Produkte des HBB die Oberfläche quasi verzögerungsfrei, da das HBB in einer konvektiven Zone stattfindet.



Abbildung C.2: Hubble WFPC2 Aufnahme des jüngsten bekannten Planetarischen Nebels der Milchstraße (Hen-1357) im Sternbild Altar. Das Bild zeigt einen Ring aus Gas (grün), welcher den Zentralstern umgibt, sowie zwei Gasblasen links unterhalb und rechts über dem Ring. Der Wind des Zentralsterns hat genügend Energie in die Blasen eingebracht, um an deren äußeren Enden Löcher entstehen zu lassen, durch welche Materie in das umgebende ISM entweichen kann. Der Zentralstern hat einen Begleitstern der etwa bei 10 Uhr steht. Zwischen den beiden Sternen ist eine schwache Gasbrücke sichtbar (Quelle: *Bobrowsky* (1998)).

Lange Zeit haben die komplexe Struktur und die komplizierten Prozesse in AGB Sternen die Qualität der Modelle stark eingeschränkt. Eine Berechnung der Nukleosyntheseprozesse war nur unter stark vereinfachenden Annahmen möglich. *Nøgaard* (1980), *Frantsman* (1989) und *Bazan et al.* (1993) haben die Synthese von ²⁶Al durch HBB-Brennen unter erheblichen Simplifikationen auf bis zu $5 \cdot 10^4 M_{\odot}$ pro AGB Stern abgeschätzt. Die Produktion von ²⁶Al durch AGB Sterne niedrigerer Masse wurde erstmals von *Forestini et al.* (1991) für einen $3 M_{\odot}$ Stern berechnet. Bei einer vollständigen Umsetzung von ²⁵Mg in ²⁶Al errechnete *Forestini* eine über den Zeitraum von $7 \cdot 10^6$ yr ausgestoßene Masse von $3 \cdot 10^8 M_{\odot}$ ²⁶Al. Die von *Wasserburg et al.* (1994) berechneten Modelle für 1.5 und $3 M_{\odot}$ Sterne ergaben eine Umsetzungsquote von ca. 80%, was einem Massenverhältnis von $8 \cdot 10^{-5}$ in der Wasserstoffschale entspricht. Die Untersuchungen von *Mowlavi und Meynet* (2000) der Synthese von ²⁶Al für den Massebereich zwischen 1.5 und $6 M_{\odot}$ sowie verschiedene Anfangsmetallizitäten zwischen $0.2 Z_{\odot}$ und Z_{\odot} haben die effiziente Produktion durch Wasserstoffbrennen bestätigt. Jedoch konnte gezeigt werden, daß mit fortschreitender Entwicklung die Bedeutung der Zerstörung durch n-Einfangreaktionen während

¹PN = Die bereits sehr ausgedehnte Atmosphäre expandiert weiter, bis sie schließlich den Stern als einhüllenden Nebel verläßt. Gelegentlich werden auch Wolf-Rayet- und LBV-Nebel zur Klasse der Planetarischen Nebel gezählt.

²HBB = Für Temperaturen über $5 \cdot 10^7$ K kann es zum Brennen der tiefsten Schichten der konvektiven Atmosphäre kommen (*Lattanzio* 1992, *Lattanzio et al.* 1997).

der Interpuls- und Puls-Phasen stark ansteigt. Die Menge an ^{26}Al in der Zwischenschalenregion folgt für feste Metallizität einer festen Abhängigkeit von der Temperatur in der Wasserstoffschalenquelle. So bilden sich zwei Zonen aus: (i) Im Bereich der heliumreichen Schichten aus dem Wasserstoffschalenbrennen, welche nicht an der Pulsation teilnehmen, zeigt sich eine stetige Abnahme der ^{26}Al -Masse mit steigender Pulsationsnummer, so daß die hier vorhandene Menge an ^{26}Al für die Anreicherung des ISM nur von Bedeutung ist, wenn der Dredge Up effizient genug ist. (ii) Im Bereich des kohlenstoffreichen Materials aus den Pulsationen ist die Menge an ^{26}Al größer als in der ersten Zone und bis zu $T_{\text{H}} \geq 5.5 \cdot 10^7$ K konstant. Diese Zone stellt damit ein ^{26}Al -Reservoir für die Oberflächenanreicherung durch Dredge Up dar. *Mowlavi und Meynet* (2000) finden mit den Dredge-Up-Effizienzen aus *Mowlavi* (1999) Oberflächenmassenanteile von $1 \dots 2 \cdot 10^{-7}$ für den Bereich niederer Anfangsmassen mit Abnahmetendenzen zu schweren Massen hin. Für Anfangsmassen über etwa $5 M_{\odot}$ steigt die Bedeutung des HBB stark an, so daß wiederum Oberflächenanteile von über 10^{-6} erreicht werden. In Abbildung C.3 sind die Erträge an ^{26}Al aus AGB Sternen, basierend auf verschiedenen Modellen, zusammengefaßt.

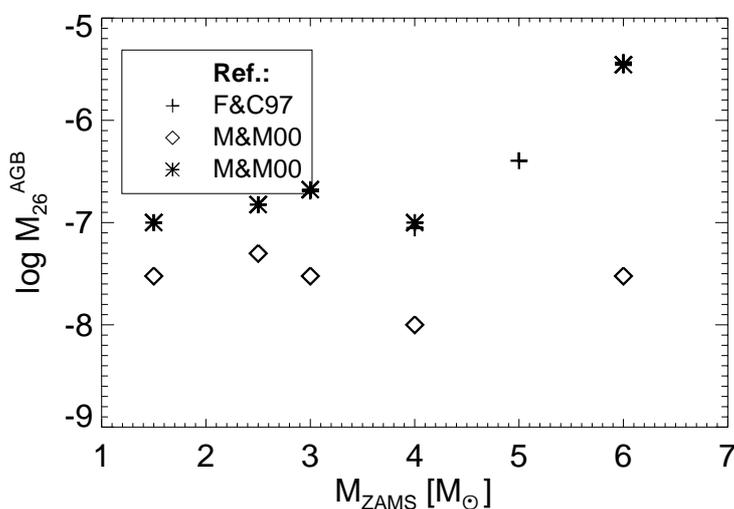


Abbildung C.3: ^{26}Al -Erträge durch hydrostatisches Brennen in AGB Sternen als Funktion der Nullalterhauptreihenmasse. Quellen:

Gallino et al. (1998) haben in einem Überblick nochmals herausgestellt, daß die als Neutronenquelle dienende Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ während des Heliumbrennens den s-Prozeß in AGB Sternen mit hoher Effizienz ermöglicht. Während bereits *Herwig et al.* (1997) gezeigt haben, daß die für diese Reaktion notwendige ^{13}C -reiche Schicht (sog. ^{13}C -Pocket) durch konvektives Überschießen entstehen könnte, haben *Langer et al.* (1999) die Beschreibung der Sternrotation auf leichtere Sterne übertragen und zeigen können, daß auch Rotation zur Ausbildung einer solchen Schicht führt. Ferner erzielten *Langer et al.* (1999) auf Grund des mit dem Masseverlust verbundenen Drehimpulsverlustes Rotationsgeschwindigkeiten für die letztlich entstehenden Weißen Zwerge, welche innerhalb der durch die Beobachtung von Weißen Zwergen gegebenen oberen Geschwindigkeitsgrenzen liegen.

Anhang D

Alternatives Szenario für explosive ^{26}Al -Synthese: Novae

Phänomenologisch lassen sich Novae wie folgt charakterisieren: So fern ein Vorläuferstern (*Prä-Nova*) nachweisbar war, sind Novae starke Helligkeitsausbrüche heißer Zwergsterne (Weißer Zwerge). Die Helligkeit steigt dabei über 1 bis 3 Tage hinweg um einen Faktor 10^2 bis 10^6 an. Ähnlich wie bei den Supernovae können Novae anhand ihres Abklingverhaltens in verschiedene Kategorien eingeteilt werden. Man unterscheidet Novae dabei anhand ihrer Abklingzeit¹ wie folgt: (i) 5 bis 20 Tage \rightarrow schnelle Novae; (ii) 50 bis einige hundert Tage \rightarrow langsame Novae. Schnelle Novae sind dabei in der Regel heller als langsame (*Bode und Evans* 1989, *Duerbeck* 1981). In einer Nova-Eruption werden Massen zwischen 10^{-5} und $10^{-3} M_{\odot}$ mit Geschwindigkeiten zwischen 500 und 3000 km s^{-1} ausgeworfen (entsprechend kinetischen Energien von 0.05 bis $180 \cdot 10^{45} \text{ erg}$). Ferner unterscheidet man Novae spektral nach ihren dominanten Linien in CO- und ONe-Novae. ONe-Novae machen etwa 1/3 aller galaktischen Novae aus (*Starrfield et al.* 1993) und weisen mit 2300 bis 10000 km s^{-1} deutlich höhere Auswurfgeschwindigkeiten auf als klassische CO-Novae (*Politano et al.* 1995).

Klassische Novae zählen zur Klasse der *Kataklysmischen Veränderlichen*, bei denen es sich um ein wechselwirkendes Doppelsternsystem aus einem Weißen Zwerg und einem seinen Roche-Radius ausfüllenden Begleitstern handelt. Im Falle der Novae ist der Begleitstern ein Hauptreihenstern, dessen mit seinem Sternwinden verbundener Masseverlust zu einer derartigen Verkleinerung der Separation geführt hat, daß der Hauptreihenstern schließlich seinen Roche-Radius ausfüllt. Es kommt nun zum Überströmen von wasserstoffreicher Materie mit Transferraten von 10^{-10} bis $10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Es wird in der Regel davon ausgegangen, daß die Akkretionsrate ungefähr gleich der Transferrate ist. Überschreitet die neue Gesamtmasse des Weißen Zwergs ($M_{\text{WD}} + M_{\text{Akk}}$) die kritische Masse, so kommt es zu einer thermonuklearen Kettenreaktion (explosives Wasserstoffbrennen) im unteren Bereich der wasserstoffreichen Hülle. Falls die dabei erreichte Temperatur 10^8 K übersteigt, wird die Elektron-Entartung der Hülle aufgehoben, und es setzt eine Expansion um einige 100 km ein. Die äußere Schicht wird dabei konvektiv, und es gilt $\tau_{\text{Konv.}} \sim \tau_{\text{Nuk.}}$ (*Politano et al.* 1995). Wie *Leising* (1993) gezeigt hat, ist für die Modellierung von Novae die Beschreibung der Konvektion äußerst kritisch.

Häufig wird eine starke chemische Anreicherung der Nova-Ejekta beobachtet, was darauf schließen läßt, daß ein Teil der Materie des ursprünglichen Weißen Zwerger an den Kernreaktionen teilnimmt. CO-Novae entstehen in diesem Bild in Zusammenhang mit Weißen Zwergen, deren Vorgängerstern sich nur bis zum Heliumbrennen entwickelt hat. ONe-Novae werden auf Weiße Zwerge zurückgeführt, deren Vorläuferstern auch eine Kohlenstoffbrennphase durchlaufen ha-

¹Die Abklingzeit einer Nova ist als die Zeitspanne definiert, in der die Helligkeit um 3 Größenklassen abnimmt.

ben (Nomoto 1984, Iben und Tutukov 1984, 1985). Es sei an dieser Stelle angemerkt, daß die Entwicklungsmodelle sehr schwerer Sterne mit Anfangsmassen im Bereich von $120 M_{\odot}$ bei einer Anfangsmetallizität $Z = 0.04$, was dem zweifachen solaren Wert entspricht, vorhersagen, daß auch diese Sterne in einem Weißen Zwerg enden (siehe Meynet et al. (1994)). Livio und Truran (1994) haben gezeigt, daß nur etwa 2 bis 3 der 18 beobachteten Novae Hinweise auf chemische Anreicherung zeigen.

Ein alternatives Szenario für die chemisch entwickelten Novae geht auf Shara (1994), Shara und Prialnik (1994) zurück. In diesem Modell entsteht eine Ne-Mg-reiche Schicht durch explosives Heliumbrennen auf einem klassischen Weißen Zwerg. In der Frühphase der gemeinsamen Entwicklung tauschen nach einer Common Envelope Phase der Primär- und Sekundärstern ihre Rollen bezüglich des Massentransfers. In der weiteren Entwicklung überträgt der Sekundärstern wasserstoffreiche Materie mit Raten von ca. $10^{-6} M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ auf den Primärstern, was ein kontinuierliches Wasserstoffbrennen an der Oberfläche des CO-Weißen Zwergs ermöglicht. Hat sich im Sekundärstern ein neues Gleichgewicht eingestellt, endet der starke Massentransfer. Die Heliumhülle des Weißen Zwergs verbrennt nun schwach explosiv, d.h. mit nahezu verschwindendem Masseverlust, und es entsteht eine Ne-Mg-Schicht von $\sim 0.1 M_{\odot}$ auf der Oberfläche des Weißen Zwergs. Kommt es im Zuge der weiteren Entwicklung zu erneutem Massentransfer mit typischen Transferraten von einigen $10^{-9} M_{\odot} \text{ s}^{-1}$, so kann es nun zu Novaausbrüchen kommen (Prialnik und Shara 1995). Da für Novae i.a. gilt, daß

$$\frac{M_{\text{krit}} - M_{\text{WD}}}{\dot{M}_{\text{Akk}}} = \tau_{\text{Akk,Expl}} < \tau_{\text{Massentransfer}},$$

kommt es zu quasi-periodischen Ausbrüchen der Novae. Weil jedoch aber die in der Explosion freigesetzte Masse in der Regel kleiner als die akkretierte Masse ist, nimmt die Masse des Weißen Zwergs mit jeder Explosion zu. Aus dieser Massezunahme folgt schließlich, daß sowohl die Zeitspanne zwischen zwei Ausbrüchen als auch die in folgenden Ausbrüchen umgesetzte Materiemenge sinken.

^{26}Al wird in explosivem Wasserstoffbrennen dominant durch den MgAl-Zyklus erzeugt, so daß in Novae neben ^{25}Mg auch das wesentlich häufigere ^{24}Mg und sogar ^{23}Na in ^{26}Al umgesetzt werden kann (José et al. 1997). Während ältere Modelle sich auf zweierlei Netzwerke für die Modellierung der Explosion (kleines Netzwerk) bzw. der Nukleosynthese (großes Netzwerk) gestützt, koppeln die Rechnungen von José et al. (1997) und Hernanz et al. (1999) die explosive Hydrodynamik an ein weitestgehend vollständiges Reaktionsnetzwerk. Eine kritische Rolle spielt auch hierbei wieder die Parametrisierung der Konvektion in den üblicherweise 1-dimensionalen Modellen. Kercek et al. (1999) haben erste 2- und 3-dimensionale hydrodynamische Modelle für Novae erarbeitet. Diese Modelle verzichten aber auf eine Untersuchung der Nukleosynthese und konzentrieren sich auf die Mischprozesse und die Dynamik der explosiven Brennfront. Die typischen Quasi-Perioden $\tau_{\text{Akk,Expl}}$ zwischen Novaausbrüchen liegen im Bereich von 10^5 yr und sind damit deutlich kürzer als die Lebensdauer von ^{26}Al . Stationär betrachtet, kommt es also im Mittel zu 10 Novaausbrüchen, bis ^{26}Al aus dem Ausbruch zerfallen ist. Damit läßt sich die im interstellaren Medium vorhandene Masse an ^{26}Al pro Nova zu:

$$M_{26}^{\text{Nova}} = X_{26} \cdot \dot{M}_{\text{Nova}} \cdot \frac{M_{\text{Ejekta}}}{M_{\text{Akk}}} \cdot \tau_{26} \quad (\text{D.1})$$

abschätzen. Bei dem geringen Ertrag von maximal $\sim 10^{-7} M_{\odot}$ pro Nova und Ausbruch erfordert dies selbst bei 10 Eruptionen in 10^6 yr eine große Quellenzahl von 10^6 Nova-Systemen in der Milchstraße und würde daher eine sehr glatte Intensitätsverteilung zur Folge haben, zumal Nova-Systeme sehr alte und damit räumlich weit dispergierte Sterne voraussetzen.

Ein Vergleich der unterschiedlichen Modelle zeigt, daß die Beimischung von CO-angereicherter

Materie nur zu minimalen Produktionen von ^{26}Al führt (José *et al.* 1997, Hernanz *et al.* 1999). In den Modellen von Starrfield *et al.* (1997) wird ähnlich wie in den Modellen von José *et al.* (1997) etwa 50% des Masseanteils eines ONe-Weißen Zwergs *instantan* in die Hülle gemischt. Andererseits verwenden die Modelle von José *et al.* (1997) und Hernanz *et al.* (1999) neuere Modellrechnungen für das vorausgehende Kohlenstoffbrennen, welche deutlich niedriger Konzentrationen an Magnesium vorhersagen. Die von Starrfield *et al.* (1997) verwendeten Modelle des Kohlenstoffbrennens liegen auch den Nova-Modellen von Kolb und Politano (1997) zu Grunde. Prialnik und Shara (1995) beschreiben die Durchmischung der ONe-Schicht ihrer Modelle mit der einfallenden Materie durch Diffusion, die durch einen Effizienzparameter abgeschätzt wird. Wie Kolb und Politano (1997) zeigen konnten, hängen die ^{26}Al -Erträge etwa quadratisch mit dem angereicherten Masseanteil zusammen. Generell ist zudem zu bemerken, daß Modelle, welche auf neueren Bestimmungen der Reaktionsraten beruhen, zu z.T. deutlich niedrigeren Ausbeuten an ^{26}Al neigen (vgl. z.B. Hernanz *et al.* (1999) mit José *et al.* (1997)). Daneben wirken sich auch die anfängliche Leuchtkraft und Zentraltemperatur des Weißen Zwergs sowie die Masseakkretionsrate auf die kritische Masse und den zeitlichen Verlauf der thermonuklearen Reaktionen aus. Zum Abschluß sei darauf hingewiesen, daß die theoretischen Nova-Modelle vielfach kleinere Gesamtmassen an Nova-Ejekta vorhersagen als sie die Beobachtung liefert (Starrfield *et al.* 1997).

Abbildung D.1 faßt die ^{26}Al -Erträge der neueren Nova-Modellrechnungen zusammen.

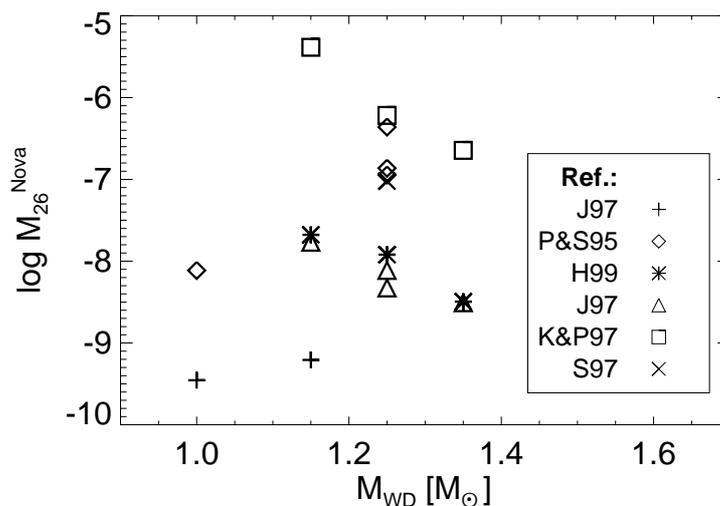


Abbildung D.1: ^{26}Al -Erträge für CO- und ONe-Novae; Quelle: J97 (Kreuz: CO-Nova / Dreieck: ONe-Nova) José *et al.* (1997); P&S95 Prialnik und Shara (1995); H99 Hernanz *et al.* (1999); K&P97 Kolb und Politano (1997); S97 Starrfield *et al.* (1997)

Anhang E

Ein Expansionsmodell für Superblasen

Abbildung 3.34 im letzten Unterabschnitt von Kapitel 3 zeigt den schematischen Aufbau einer Superblase in der Nährung als dünne Schale zusammen mit den wichtigen Parametern zu Beschreibung der Dynamik der Expansion der Superblasenhulle. Im folgenden werden nun die in meiner Implementation dieses Modells verwendeten Gleichungen kurz zusammengefaßt.

Wesentliches Ziel des Modells ist die Beschreibung des Zeitverhaltens der Expansion der äußeren Hülle einer sich um eine dynamisch entwickelnde OB Assoziation ausbreitende Superblase. In den folgenden Gleichungen bezeichnet ein s im Index Größen, die sich auf die Schale beziehen, ein b Parameter des Blasenmediums während sich mit 0 indizierte Symbole auf Parameter des umgebenden Mediums beziehen. Für die Expansion der Hülle gilt zunächst folgende Bewegungsgleichung:

$$\frac{d}{dt} (M_s \cdot \dot{R}_s) = 4\pi \cdot R_s^2 \cdot (P_b - P_0) \quad (\text{E.1})$$

Dabei bedeutet P_b den inneren Druck des Blasenmediums auf die Schale, während P_0 den Umgebungsdruck des interstellaren Mediums bezeichnet. In adiabatischer Näherung gilt für den inneren Druck $P_b = U_b \cdot (\gamma - 1)$, wobei U_b die innere Energiedichte des Blasenmediums meint. Geht man von vollständiger Ionisierung des Blasenmediums, kann das Medium als einatomiges ideales Gas genähert werden, und es gilt mit $\gamma = 5/3$:

$$P_b = \frac{E_b}{2\pi R_s^3} \quad (\text{E.2})$$

Für die Berechnung des inneren Drucks auf die Hülle ist also die Kenntnis des Energieinhalts des Blasenmediums von entscheidender Bedeutung. Das Blasenmedium bezieht seine Energie aus der integralen mechanischen Leuchtkraft L_w der Sternwinde und Supernova-Explosionen der zentralen OB Assoziation. Wesentliche Aspekte des Energieverlustes des Blasenmediums sind die Expansionsarbeit und die Verluste durch Strahlungskühlung. Weitere Verluste werden in meiner Näherung vernachlässigt, so daß sich folgende Gleichung für die Energiebilanz des Blasenmediums ergibt:

$$\dot{E}_b = L_w - P \cdot dV - L_{rad} \quad (\text{E.3})$$

Der zweite Term der rechten Seite bezeichnet die Expansionsarbeit und es gilt mit Hilfe von Gleichung E.2

$$P \cdot dV = 2 \cdot E_b \cdot R_s^{-1} \cdot \dot{R}_s \quad (\text{E.4})$$

Für den Energieverlust durch Strahlungskühlung gilt mit Hilfe der Elektronendichte n_e , Ionen-
dichte n_i , des Blasenvolumens sowie dem Kühlkoeffizienten $\Lambda_N(T_b, Z_b)$:

$$L_{rad} = \frac{4\pi}{3} R_s^3 \cdot n_e \cdot n_i \cdot \Lambda_N(T_b, Z_b) \quad (\text{E.5})$$

Der Kühlkoeffizient hängt zum einen von Temperatur des Plasmas und zum anderen von seiner
chemischen Zusammensetzung (parametrisiert in Form der Metallizität Z_b) ab. Der Kühlko-
effizient läßt sich mit Hilfe aufwendiger Strahlungstransportrechnungen unter Berücksichtigung
hunderter Reaktionen berechnen. *Boehringer und Hensler* (1989) haben den Kühlkoeffizienten
über einen großen Temperaturbereich für verschiedene Metallizitäten berechnet. Diese Ergebnis-
se werden im weiteren für die Modellierung der Strahlungskühlung verwendet. Unter Annahme
vollständiger Ionisation kann der Ausdruck $n_e \cdot n_i$ in die Form $n_e^2 \cdot \eta_b$ überführt werden, wobei η_b
die Abhängigkeit von der chemischen Zusammensetzung parametrisiert. Es kann leicht gezeigt
werden, daß bei vollständiger Ionisation und unter Annahme der Beziehung zwischen Massen-
und Ladungszahl von Elementen schwerer als Helium $A = 2Z$ gilt:

$$\eta_b = 2(1 + X)(0.25Y + X)(1 + 3X + 0.5Y)^{-2} \quad (\text{E.6})$$

Dabei wurde für die Anzahlhäufigkeiten von Wasserstoff (X), Helium (Y) und Metallen (Z)
die Beziehung $X + Y + Z = 1$ ausgenutzt. Für ein Plasma mit solarer Metallizität folgt so
 $\eta_b \approx 0.2494$. Die Gleichungen E.1 und E.3 beschreiben zwar die Dynamik der Blasenülle, jedoch
ist das System noch nicht vollständig geschlossen, da sowohl die Masse der Hülle als auch des
Blasenmediums sich über die Zeit ändern. Insbesondere die Masse des inneren Mediums ist auf
Grund Bedeutung der inneren Teilchendichte für die Strahlungskühlung von großer Bedeutung.
Zum einen hängt die Strahlungskühlung direkt vom Quadrat der Elektronendichte ab, zum an-
deren hängt die Dichte über die Zustandsgleichung des Blasenmediums ($P = n \cdot k \cdot T$) mit der
Temperatur des Blasenmediums zusammen, welche zusammen mit der Metallizität den Kühlko-
effizienten bestimmt. Für die Massebilanzen von Blase und Hülle gelten folgende Gleichungen:

$$\dot{M}_b = \dot{M}_{Ass} + \dot{M}_s^{evap} + \dot{M}_{cloud}^{evap} \quad (\text{E.7})$$

$$\dot{M}_s = 4\pi \cdot R_s^2 \cdot \dot{R}_s \cdot \mu m_u n_0 - \dot{M}_s^{evap} \quad (\text{E.8})$$

Der Ausdruck $\mu m_u n_0$ führt die Massendichte des umgebenden Mediums auf die Teilchendichte
 n_0 und das mittlere Molekulargewicht μm_u zurück, wobei m_u die atomare Masseneinheit meint.
 μ ergibt sich durch Mittelwertbildung gemäß folgender Beziehung:

$$\mu = \sum_i \frac{x_i(1 + Z_i)}{\mu_i}, \quad (\text{E.9})$$

wobei die Summation über alle im Plasma vorhandenen Elemente läuft, und x_i ihr Massenanteil,
 Z_i ihre Kernladungszahl sowie μ_i ihr Atomgewicht bedeutet. In der oben eingeführten Näherung
für solare Zusammensetzung folgt:

$$\mu^{-1} = 2X + \frac{3}{4}Y + Z \frac{1 + Z_m}{2Z_m} \approx 0.5(1 + 3X + 0.5Y) \quad (\text{E.10})$$

Dabei bedeutet Z_m die Ladungszahl der Metalle; die weitere Näherung geht von $Z_m \gg 1$ aus.
Bei solarer Zusammensetzung folgt $\mu \approx 0.6173$. Die Terme \dot{M}_s^{evap} bzw. \dot{M}_{cloud}^{evap} beschreiben
Massentransfer auf Grund von Verdampfung von der Innenseite der Hülle bzw. eingedrungenen
Molekülwolkenfragmenten. In der vorliegenden Version werden diese Effekte mit Hilfe zweier
Parameter beschrieben. Der Parameter ϵ beschreibt die Menge zur Verdampfung stehender

Materie (M_{evap}) als Massenanteil von der durch Expansion neu aufgesammelten Masse der Hülle, während τ_{evap} eine Verdampfungszeitskala einführt. Es gilt daher für jeden Zeitschritt:

$$\dot{M}_{\text{evap}} = \epsilon \cdot 4\pi \cdot R_s^2 \cdot \dot{R}_s \cdot \mu m_u n_0 - \frac{M_{\text{evap}}}{\tau_{\text{evap}}} \quad (\text{E.11})$$

Mit Hilfe von Gleichung E.10 folgen die Massebilanzen zu:

$$\dot{M}_b = \dot{M}_{\text{Ass}} + \frac{M_{\text{evap}}}{\tau_{\text{evap}}} \quad (\text{E.12})$$

$$\dot{M}_s = 4\pi \cdot R_s^2 \cdot \dot{R}_s \cdot \mu m_u n_0 \cdot (1 - \epsilon) \quad (\text{E.13})$$

Die Teilchendichte des Blasenmediums folgt aus der aktuellen Masse des Mediums und seines Volumens durch

$$n_b = \frac{M_b}{\frac{4\pi}{3} R_s^3 \mu m_H} \quad (\text{E.14})$$

dabei ist m_H die Masse eines Wasserstoffatoms. Damit läßt sich nun die Temperatur des Blasenmediums nach

$$T_b = \frac{E_b}{2\pi R_s^3 n_b} \quad (\text{E.15})$$

berechnen. Zusammenfassend läßt sich das vorliegende Modell durch folgende Gleichungen beschreiben:

$$\frac{d}{dt} (M_s \cdot \dot{R}_s) = 4\pi R_s^2 \cdot \left(\frac{E_b}{2\pi R_s^3} - P_0 \right) \quad (\text{E.16})$$

$$\dot{E}_b = L_w - 2E_b R_s^{-1} \dot{R}_s - \frac{4\pi}{3} R_s^3 n_b^3 \eta_b \Lambda(T_b, Z_b) \quad (\text{E.17})$$

$$\dot{M}_b = \dot{M}_{\text{Ass}} + \frac{M_{\text{evap}}}{\tau_{\text{evap}}} \quad (\text{E.18})$$

$$\dot{M}_s = 4\pi \cdot R_s^2 \cdot \dot{R}_s \cdot \mu m_u n_0 \cdot (1 - \epsilon) \quad (\text{E.19})$$

$$\dot{M}_{\text{evap}} = \epsilon \cdot 4\pi \cdot R_s^2 \cdot \dot{R}_s \cdot \mu m_u n_0 - \frac{M_{\text{evap}}}{\tau_{\text{evap}}} \quad (\text{E.20})$$

$$n_b = \frac{M_b}{\frac{4\pi}{3} R_s^3 \mu m_H} \quad (\text{E.21})$$

$$T_b = \frac{E_b}{2\pi R_s^3 n_b} \quad (\text{E.22})$$

Anhang F

Massenverteilung, Sternentstehungsrate und die Oberservablen

In Abschnitt 4.1 wurden u.a. die zeitlichen Entwicklungen der Relationen zwischen der Aktivität der Isotope ^{26}Al und ^{60}Fe und der Emission kinetischer Energie, Aktivität und EUV-Photonenfluß sowie mechanischer Luminosität und EUV-Photonenfluß für den Fall einer Standardassoziation mit Salpeter-Anfangsmassenfunktion und instantaner oder kontinuierlicher Sternentstehung diskutiert. Abbildungen auf den folgenden Seiten zeigen die Relationen für verschiedene Γ -Parameter der Anfangsmassenfunktion und Sternentstehungsraten (instantan, Gaußförmig mit $\sigma = 0.5 \text{ Myr}$ und kontinuierlich über 15 Myr) im Vergleich. Um die Effekte der veränderten Anfangsmassenfunktionen besser vergleichen zu können, wurden alle Observablen auf jeweils eine Sonnenmasse konvertierten Gases aus dem Sternbildungsprozeß bezogen.

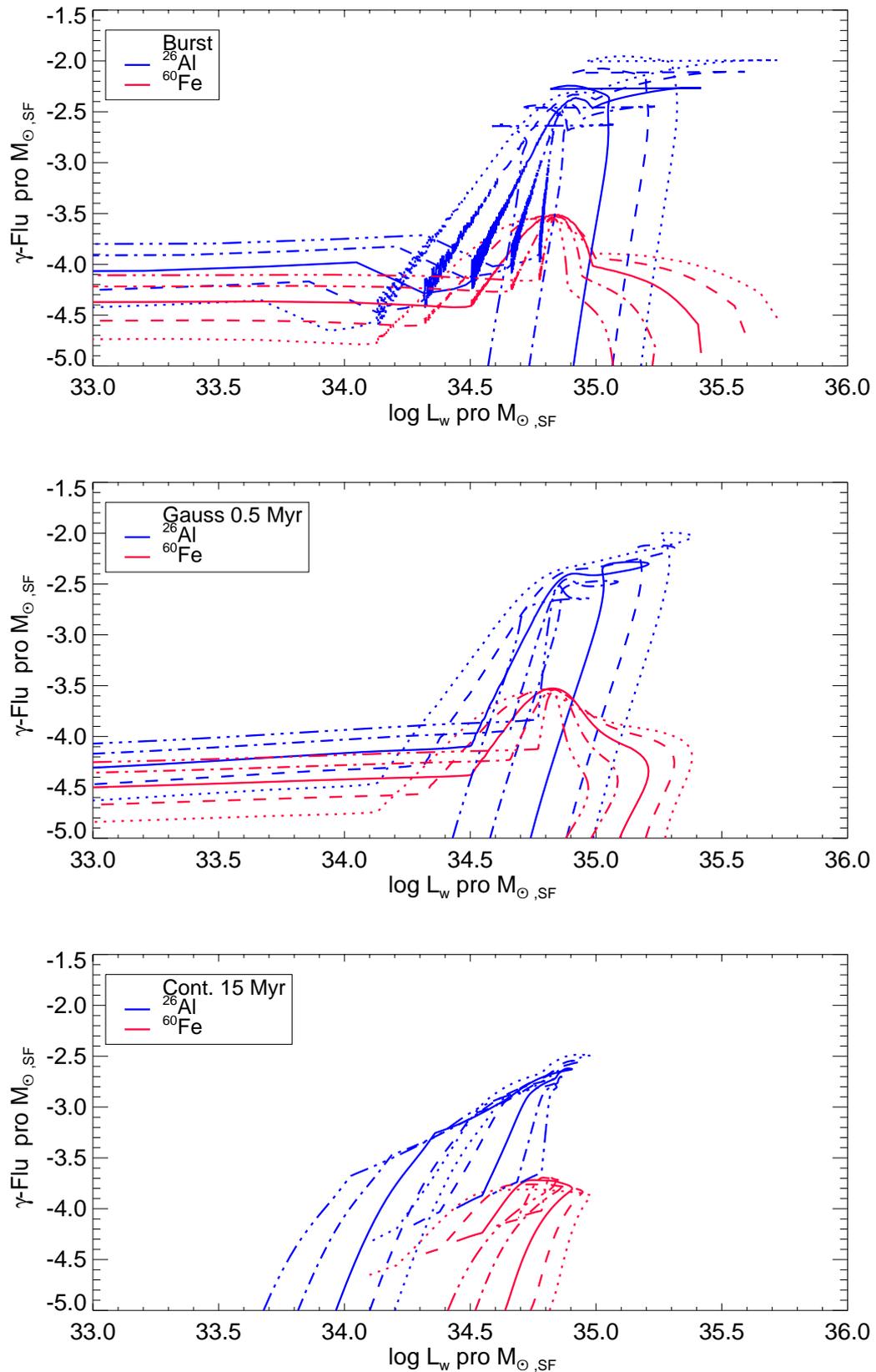


Abbildung F.1: Radioaktivität und mechanische Luminosität für verschiedene Anfangsmassenfunktionen und Sternentstehungshistorien.

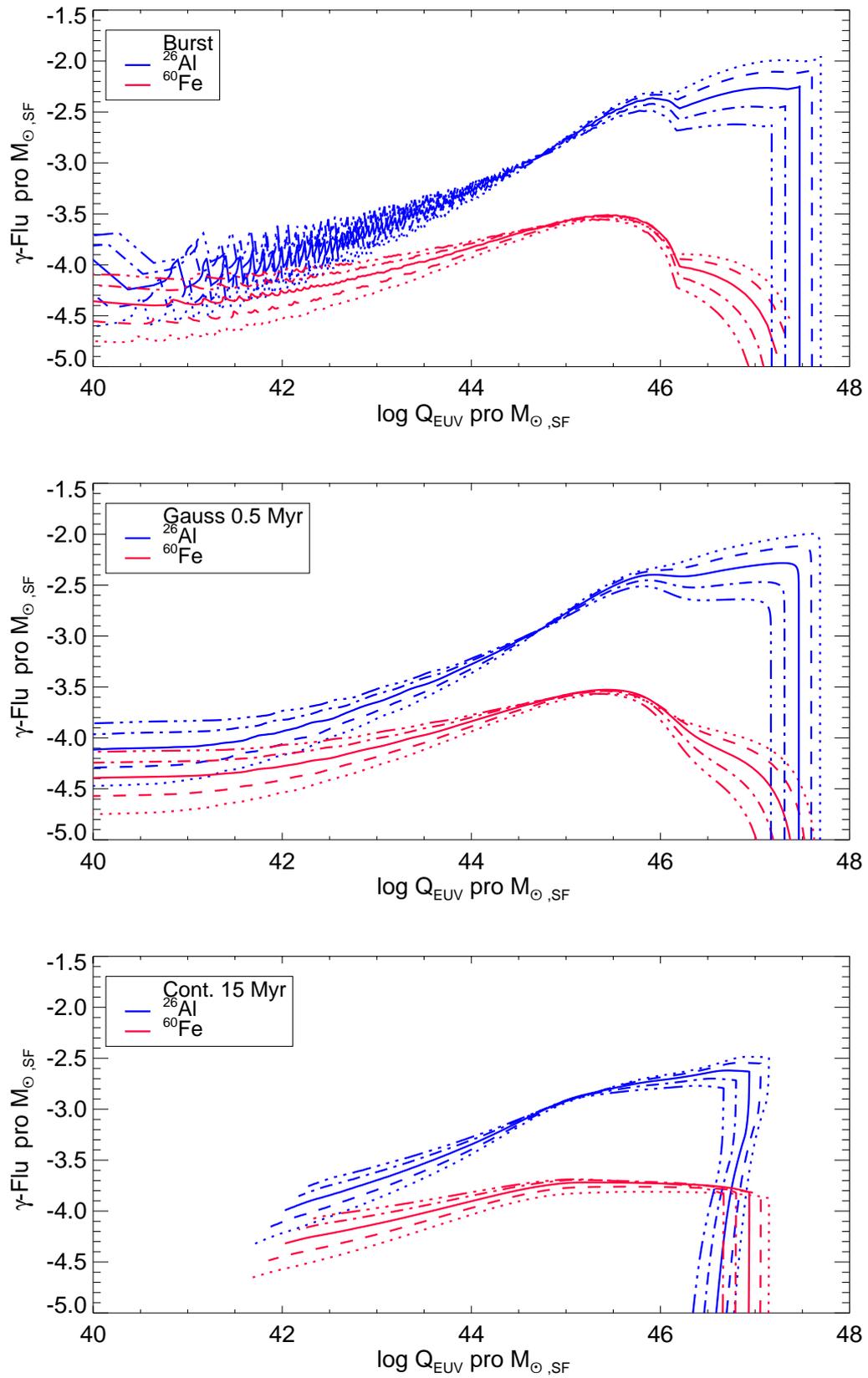


Abbildung F.2: Radioaktivität und EUV-Photonenfluß für verschiedene Anfangsmassenfunktionen und Sternentstehungshistorien.

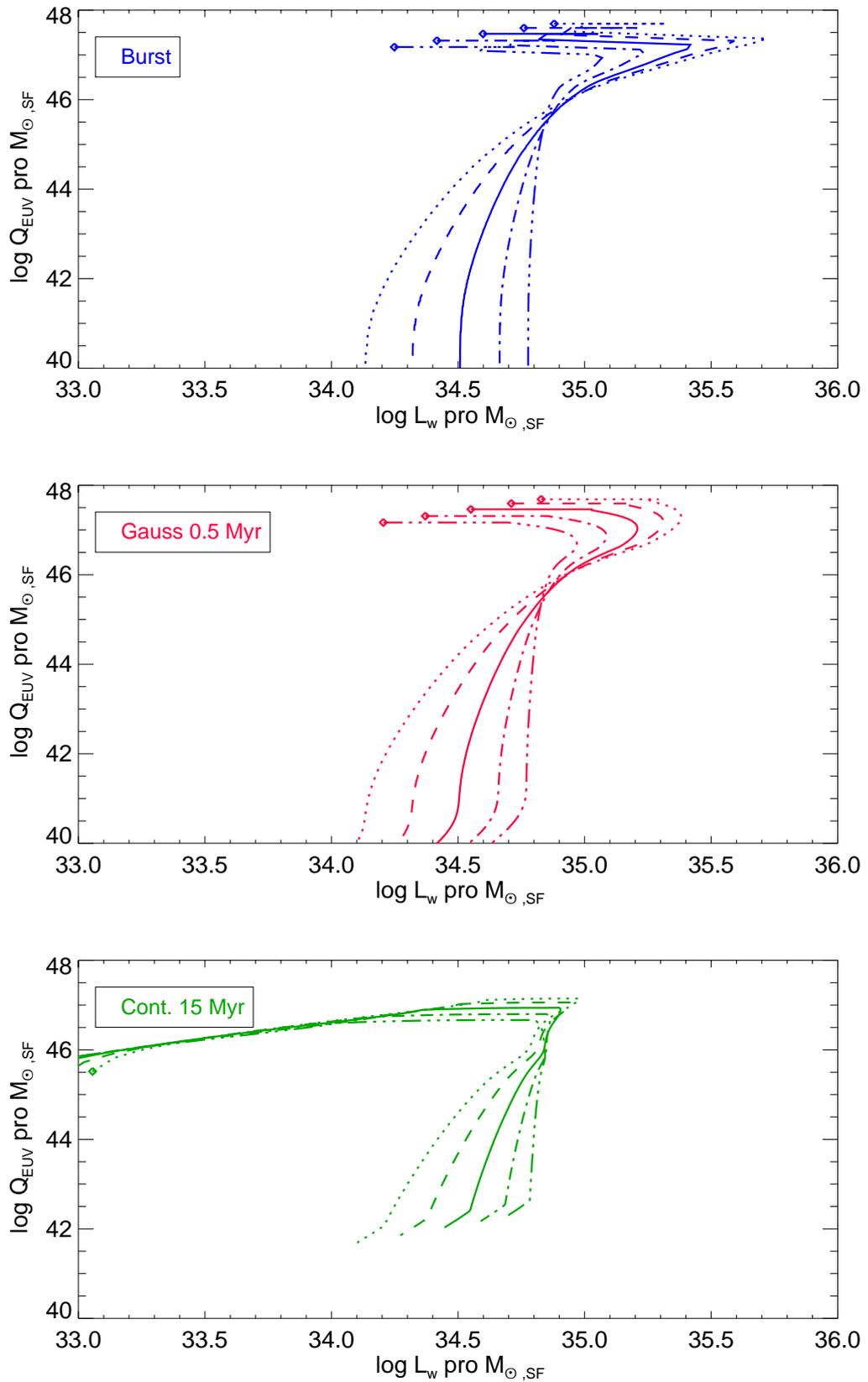


Abbildung F.3: Mechanische Luminosität und EUV-Photonenfluß für verschiedene Anfangsmassenfunktionen und Sternentstehungshistorien.

Anhang G

Starbursts und alternative Sternentstehung: Expansionseigenschaften von Superblasen

Die folgenden Seiten veranschaulichen die Ergebnisse einer Parameterstudie der in Abschnitt 4.2.5 diskutierten Szenarien. Dabei wurde in Abbildung G.1 zunächst eine von Null verschiedene Umgebungstemperatur angenommen. Wie bereits in Abschnitt 4.2.3 diskutiert, macht sich die Veränderung kaum bemerkbar. Lediglich im Zeitverlauf des Energieverhältnisses, welches von *Shull und Saken* (1995) nicht diskutiert wird, sind die Variationen mehr zu erahnen als sichtbar. Für die folgenden drei Abbildungen wurde bei verschwindender Umgebungstemperatur die Materietransferate durch eine möglicherweise poröse Hülle zwischen 10^{-4} Massenanteilen der Hüllenmasse auf 10^{-3} Massenanteile variiert. Die Evaporationszeitkonstante wurde dabei mit 0.5 Myr sehr kurz angesetzt. Mit steigender Transmission werden die sich ergebenden Unterschiede deutlich. Während die Variationen bezüglich des Radius und der Expansionsgeschwindigkeit maximal bei einem Faktor 2 liegen, sind die Auswirkungen auf den Zeitverlauf des Energieverhältnisses dramatisch. Für die Abbildungen G.5 und G.6 wurde die Materietransmissionsrate bei 10^{-3} Massenanteilen belassen (vgl. Abb. G.4), dafür wurde die Zeitkonstante mit Werten von 10 bzw. 100 Myr deutlich vergrößert. Mit steigender Verdampfungsdauer kehren die aus Abbildung 4.51 bekannten Kurvenverläufe zurück, allerdings werden auf Grund der reduzierten Hüllenmasse leicht größere Radien und Expansionsgeschwindigkeiten erreicht.

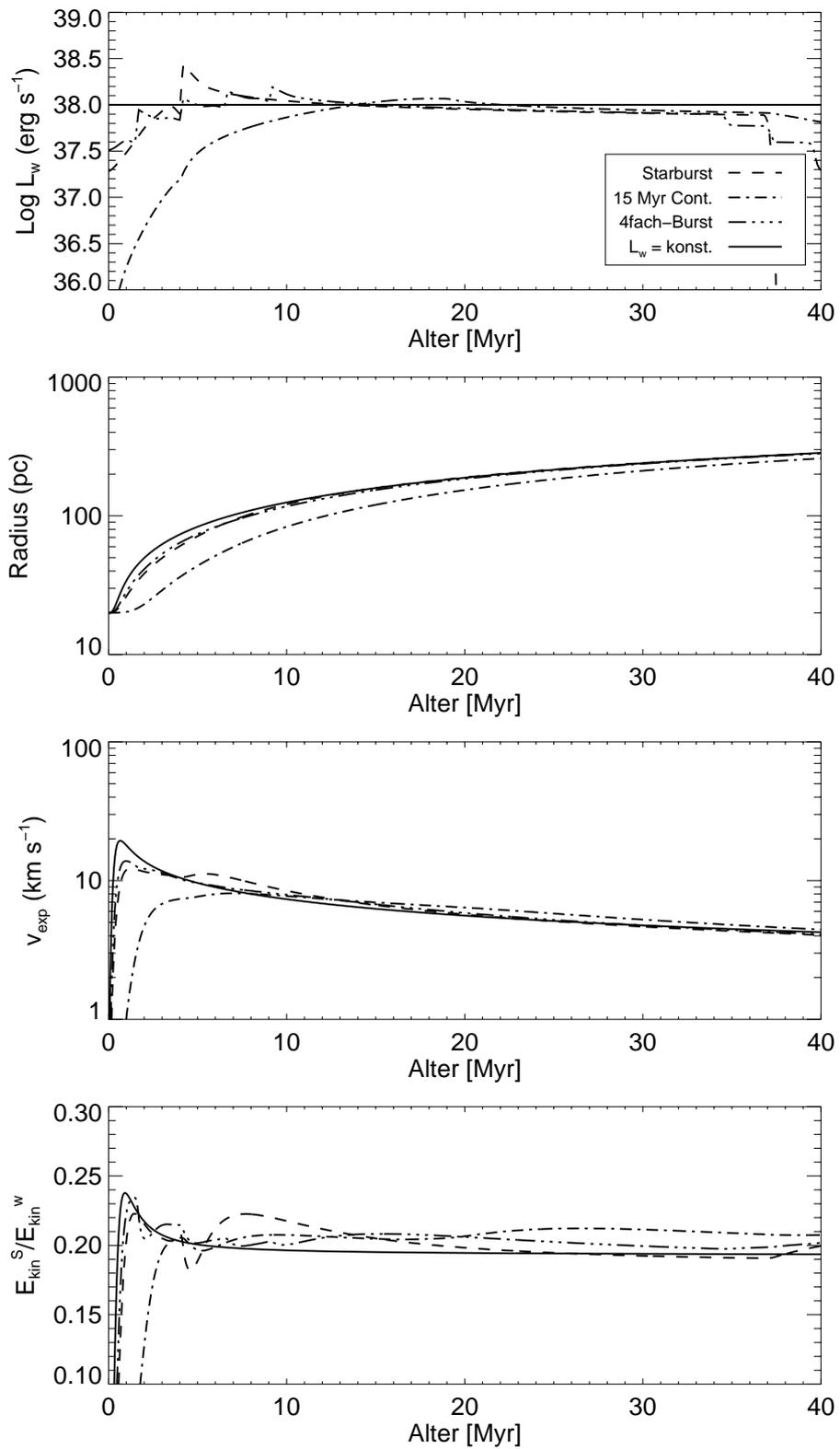


Abbildung G.1: vgl. Abbildung 4.51: Umgebungstemperatur $T_0 = 100$ K

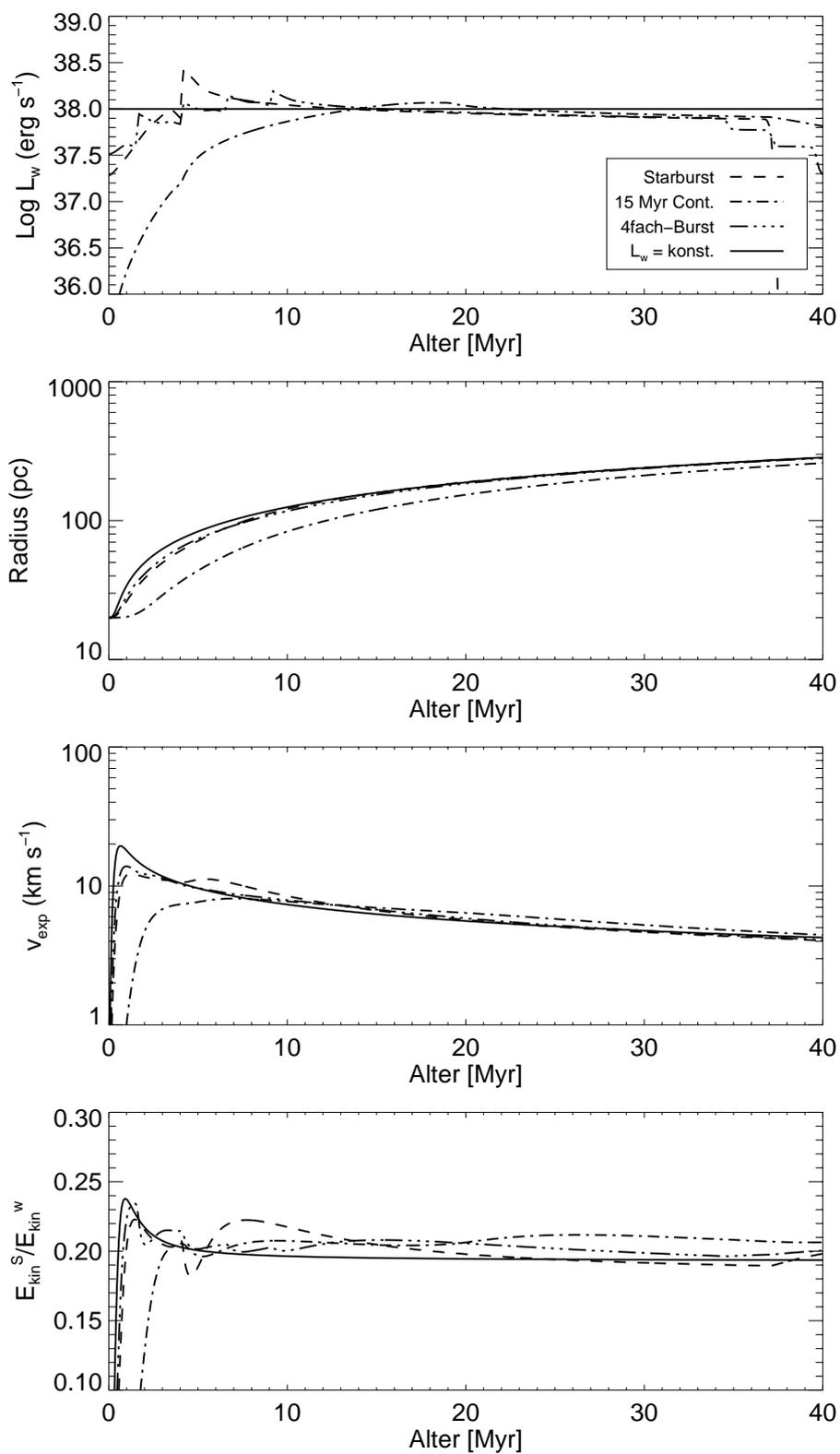


Abbildung G.2: vgl. Abbildung 4.51: Materietransmissionsrate $\epsilon = 10^{-4}$ und Evaporationszeitkonstante $\tau = 0.5$ Myr

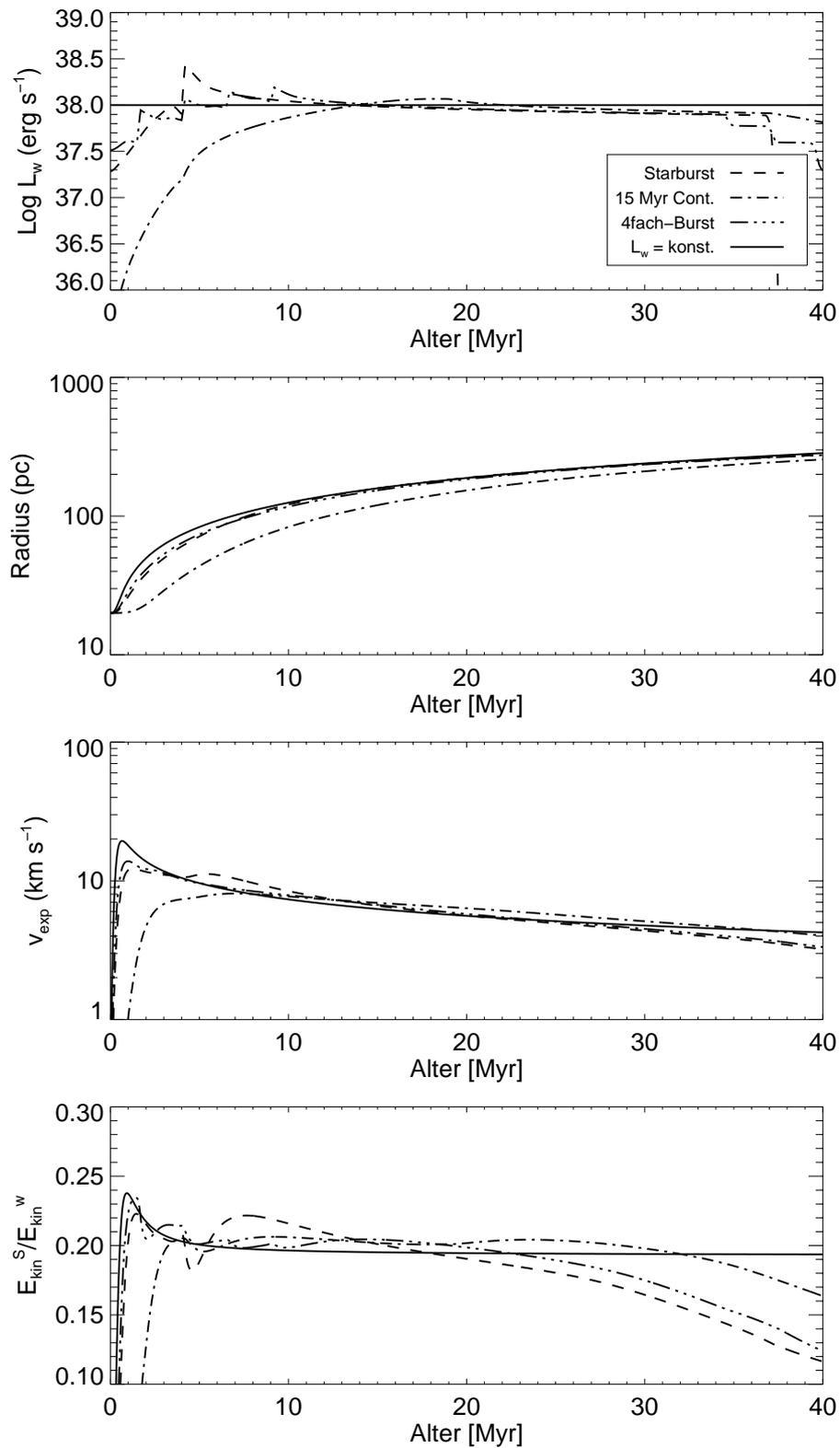


Abbildung G.3: vgl. Abbildung 4.51: Materietransmissionsrate $\epsilon = 5 \cdot 10^{-4}$ und Evaporationszeitkonstante $\tau = 0.5 \text{ Myr}$

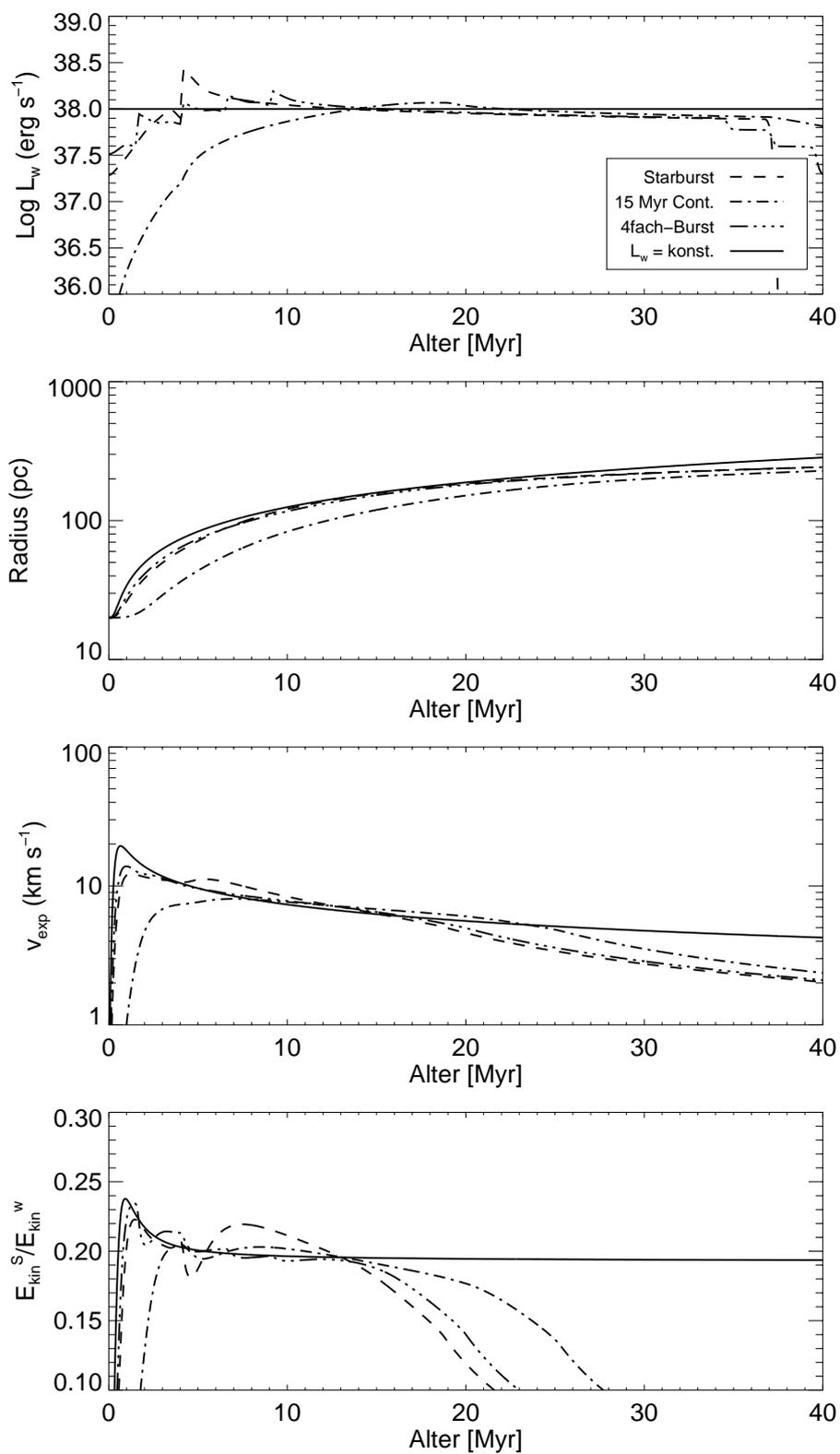


Abbildung G.4: vgl. Abbildung 4.51: Materietransmissionsrate $\epsilon = 10^{-3}$ und Evaporationszeitkonstante $\tau = 0.5$ Myr

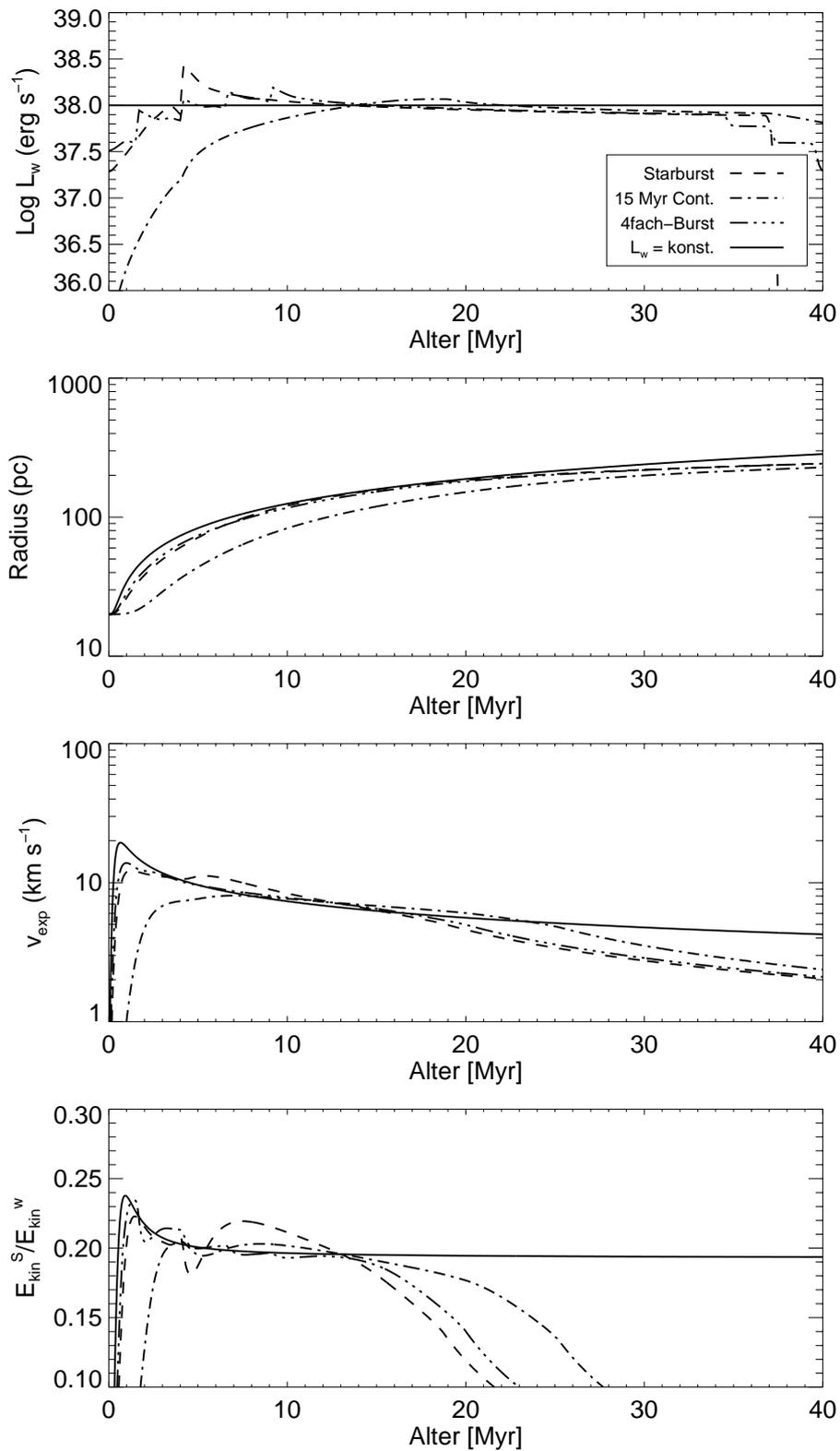


Abbildung G.5: vgl. Abbildung 4.51: Materietransmissionsrate $\epsilon = 10^{-3}$ und Evaporationszeitkonstante $\tau = 10$ Myr

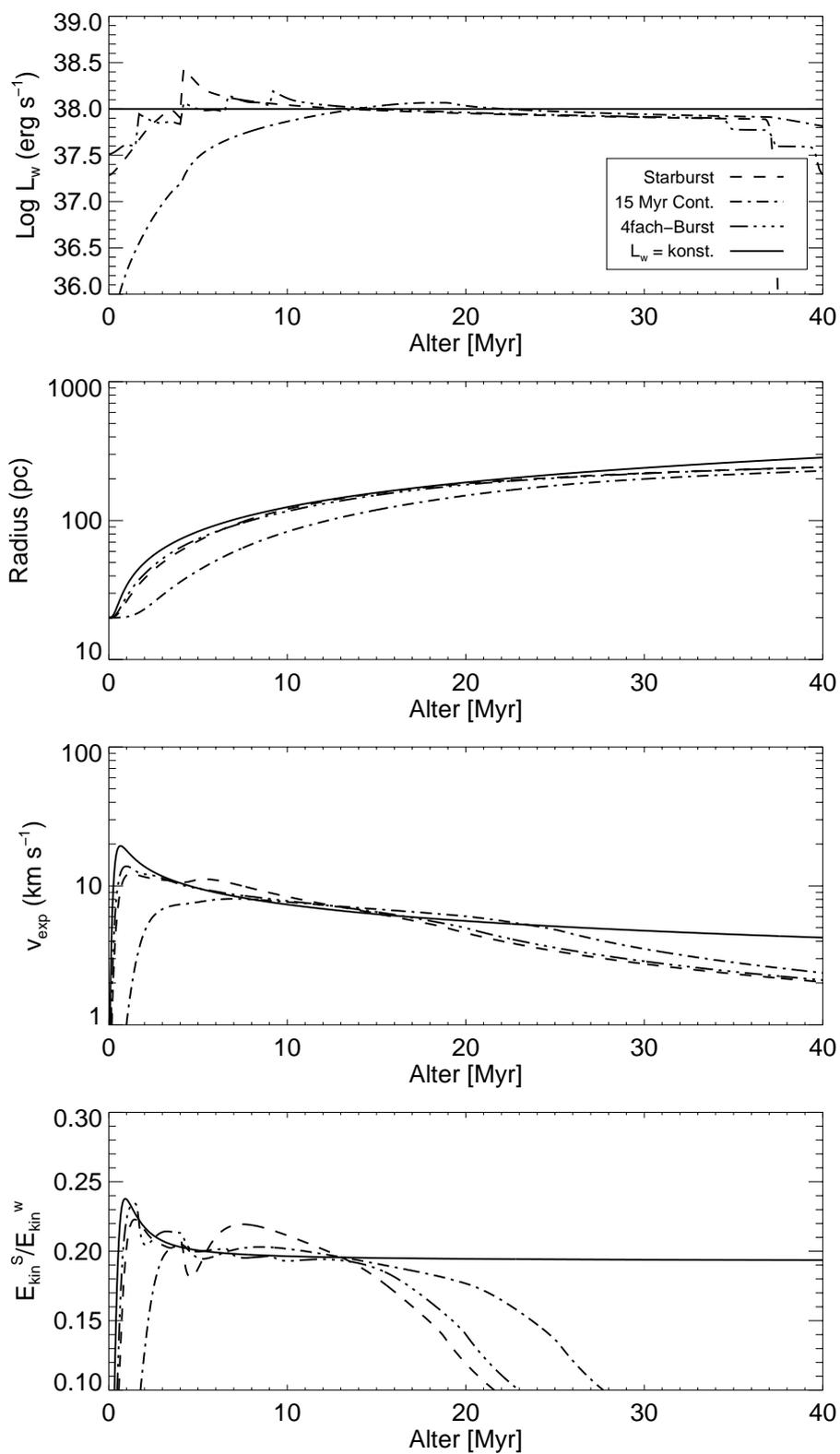


Abbildung G.6: vgl. Abbildung 4.51: Materietransmissionsrate $\epsilon = 10^{-3}$ und Evaporationszeitkonstante $\tau = 100$ Myr

Anhang H

Windblasen und kollidierende Sternwinde in OB Assoziationen - Ursache für schnelles, heißes ^{26}Al ?

Superblasen entstehen im Assoziationsszenario durch Verschmelzen von stellaren Windblasen und expandierenden Supernova Überresten (siehe Abschnitt 3.2.6). Das von mir untersuchte Expansionsmodell setzt aber bereits die Existenz einer Superblase mit im Vergleich zum Radius dünner Hülle voraus. Über welchen Zeitraum hinweg bildet sich aber eine derartige Superblase als Einhüllende einer Assoziation oder Untergruppe ? In diesem Zusammenhang erwächst die interessante Frage, in wie weit sich die Bildung einer Superblase in den Zerfalleigenschaften der radioaktiven Isotope und damit den Charakteristika der γ -Linienemission niederschlägt ?

Wie eine nochmalige Betrachtung der ^{26}Al -Emissionsprofile aus Abbildung 4.4 zeigt, korreliert das Maximum der ^{26}Al -Emission mit dem Maximum der Massenverlustrate. Allerdings ist während dieser Phase die Windgeschwindigkeit um bis zu einem Faktor 2 niedriger als während der Hauptreihenphase und den späten WR-Stadien, so daß die Freisetzung von ^{26}Al mit einem Anstieg der mechanischen Luminosität um etwa das 2.5-fache verbunden ist. Es ist also zu erwarten, daß ^{26}Al während der wichtigsten Expansionsphase der stellaren Windblasen freigesetzt wird und das Blasenmedium anreichert.

Im Falle von Supernovae wird ^{26}Al (und ^{60}Fe) gleichzeitig mit der kinetischen Energie in das umgebende Medium eingebracht, so daß Anreicherung und Bildung eines Supernova Überrestes noch enger korrelieren als im Falle der Windblasen. Besonders für die massereichsten Sterne muß allerdings berücksichtigt werden, daß die Supernova Ejekta und damit des Supernova Überrestes in einer bereits existierenden Windblase expandieren.

Da die Wind- bzw. Ejektageschwindigkeiten mit einigen 1000 km s^{-1} 10- bis 100-mal höher sind als die Expansionsgeschwindigkeiten der äußeren Ränder der Hüllen und auf Grund der niedrigen inneren Dichten der Blasen Abbremsungseffekte vernachlässigbar sind, ist selbst bei großen Windblasen ($R = 30\text{ pc}$) die Zeitspanne bis zum Erreichen der Schockfronten von ungefähr gleicher Größenordnung wie die Lebensdauer des Radioisotops. Es ist also zu erwarten, daß sich das ^{26}Al zum Großteil in der Nähe der sich relativ langsam bewegenden Hüllenschichten befindet. Da die Geschwindigkeiten nun von der Größenordnung einiger 10 km/s sind, ist nicht mit einer starken Verbreiterung der Zerfallslinien zu rechnen.

Betrachtet man jedoch den Zeitpunkt der maximalen ^{26}Al -Masse im assoziationsnahen ISM in Zusammenhang mit der Verschmelzung der Einzelblasen zu einer Superblase, so stellt sich die Frage, ob nicht die bei der Verschmelzung der Blasen zwangsweise vorhandenen Wind-Wind-Kollisionen eine Nachbeschleunigung des interstellaren ^{26}Al bewirken könnten. Falls dieser Me-

chanismus tatsächlich möglich ist, würde er eine einfache Erklärung für die von GRIS (*Naya et al.* 1996) gemessene große Linienbreite der 1.809 MeV-Emission aus Richtung des galaktischen Zentrums liefern. Wind-Wind-Kollisionen werden vielfach als Möglichkeit der Beschleunigung der kosmischen Teilchenstrahlung diskutiert, so daß ein analoger Vorgang für die radioaktiven Isotope durchaus denkbar wäre. In diesem Zusammenhang ist interessant, daß die Modellvergleiche verschiedener Karten galaktischer Emissionen u.a. die diffuse EGRET-Karte als gutes Modell für die räumliche Verteilung der 1.809 MeV-Emission erscheinen lassen. Diese Karte gilt andererseits als Tracer für die Beschleunigungsregionen der kosmischen Strahlung betrachtet, was einen weiteren Hinweis für den von mir vorgeschlagenen Zusammenhang zwischen ^{26}Al -Linienbreite und Superblasenbildung liefert.

H.1 Expansion isolierter Windblasen

Um das vorgeschlagene Szenario einführend studieren zu können, habe ich zunächst mein Expansionsmodell für Superblasen auf interstellare Windblasen übertragen. Dazu bin ich zunächst von der Annahme ausgegangen, daß Molekülwolkenfragmente für einzelne Windblasen vernachlässigbar sind. Daraus folgt, daß die Verdampfung und damit die Anreicherung des Blasenmediums ebenfalls vernachlässigbar sind. Da die Sternwinde in der Frühphase relativ dünn sind, spielt die Strahlungskühlung schließlich nur eine untergeordnete Rolle. Bezüglich der Energie- und Materieinjektion tritt allerdings durch die nicht vernachlässigbaren Unterschiede zwischen kontinuierlicher und singularer Injektion eine Komplikation auf. Im Falle der besonders interessanten massereichsten Sterne ($M_{\text{ZAMS}} \geq 30 M_{\odot}$) ist auf Grund des andauernden Masseverlusts mit dem Auftreten einer Supernova in einer ausgeprägten Windblase zu rechnen. Um diesem Phänomen in meinen Modell Rechnung zu tragen, habe ich den Quellterm dahingehend modifiziert, daß mit Ablauf der Lebensdauer eines Sterns die emittierte Energie instantan um 10^{51} erg erhöht wird. Selbes gilt für die Masse des Blasenmediums, die um die Ejektamasse der Supernovae vergrößert wird. Diese Modifikation macht sich jedoch nur im Massenbereich bis zu etwa $60 M_{\odot}$ bemerkbar, da bei noch höheren Massen die Windblasen bereits so groß sind, daß die Modifikation weniger ins Gewicht fällt. Außerdem ist die von den massereichsten Sternen freigesetzte Energie bis zu doppelt so groß wie der Supernovabeitrag, was die relative Bedeutung ebenfalls schmälert. Mit dem so modifizierten Blasenexpansionscode (BubEx S) läßt sich nun das Expansionsverhalten isolierter Windblasen unter Berücksichtigung der finalen Supernova in erster Ordnung beschreiben. Die Abbildungen H.1 und H.2 zeigen Blasenradius und Expansionsgeschwindigkeit für die Modellsterne des Meynetschen Entwicklungsgitters (*Meynet et al.* 1994). Zum Vergleich zeigt Abbildung H.3 die zeitliche Entwicklung der Ausstoßrate von ^{26}Al . Diese Rechnungen legen ein homogenes, isotropes interstellares Medium mit Dichte 10 cm^{-3} und Temperatur 100 K zu Grunde. In den Abbildungen H.4 und H.5 ist ferner noch zeitliche Entwicklung der Dichte und Temperatur des Blasenmediums wiedergegeben. Wie schon die Modellierung der Expansion von Superblasen gezeigt hat, hängen die Expansioncharakteristika stark von den Umgebungsbedingungen ab.

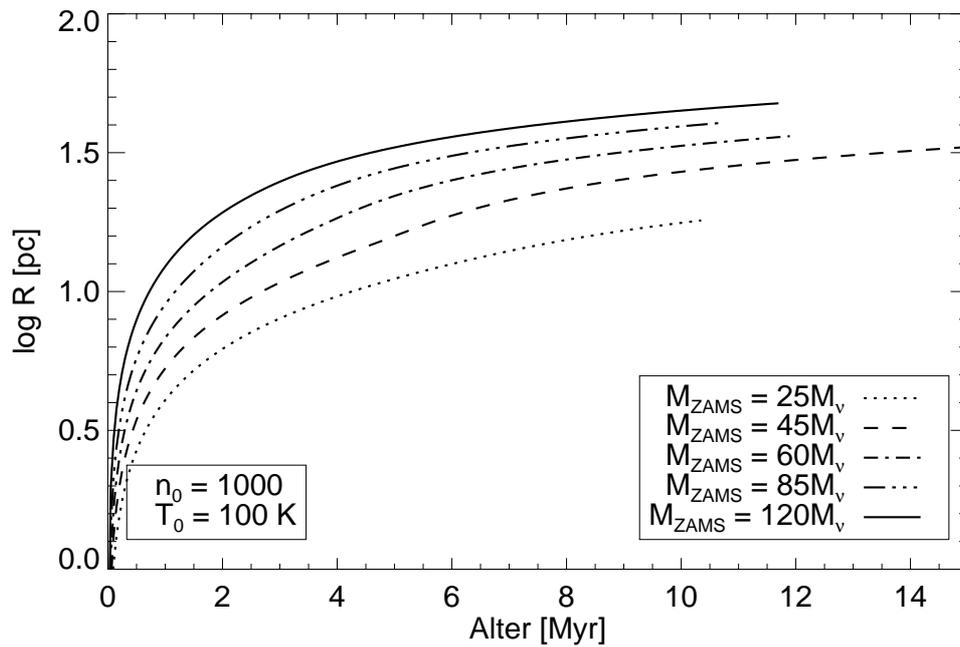


Abbildung H.1: Der Radius der stellaren Blase als Funktion der Zeit für verschiedene Anfangsmassen.

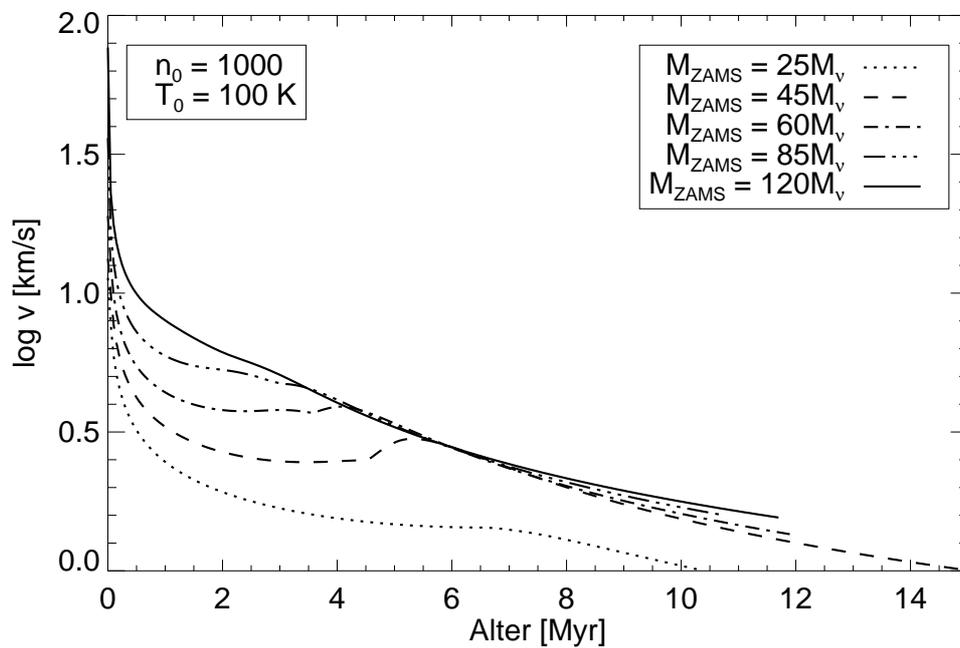


Abbildung H.2: Die Expansionsgeschwindigkeit der stellaren Blase als Funktion der Zeit für verschiedene Anfangsmassen.

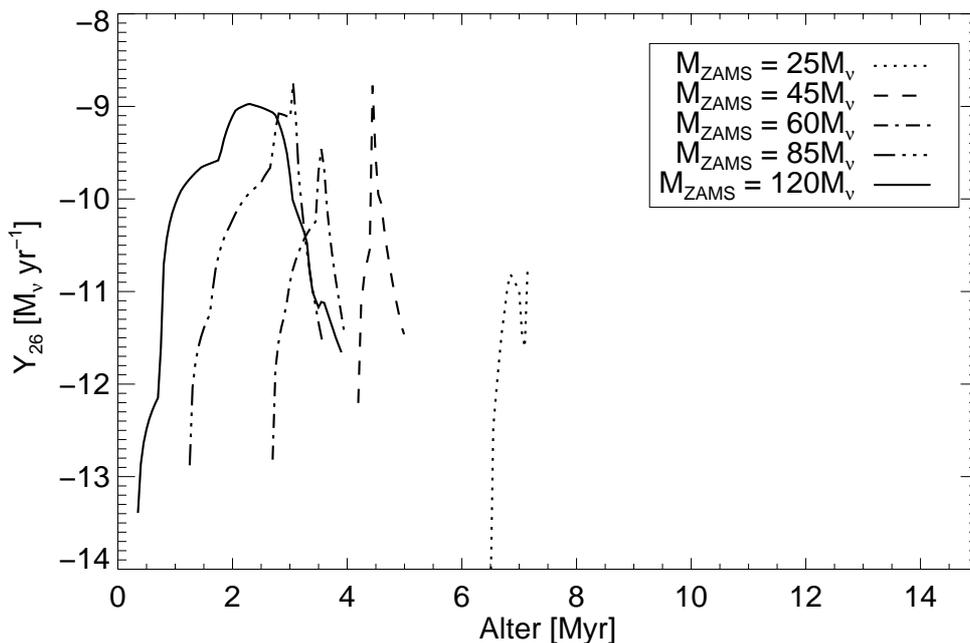


Abbildung H.3: Die Zeitentwicklung der ²⁶Al-Ausstoßrate für die fünf Modellsterne.

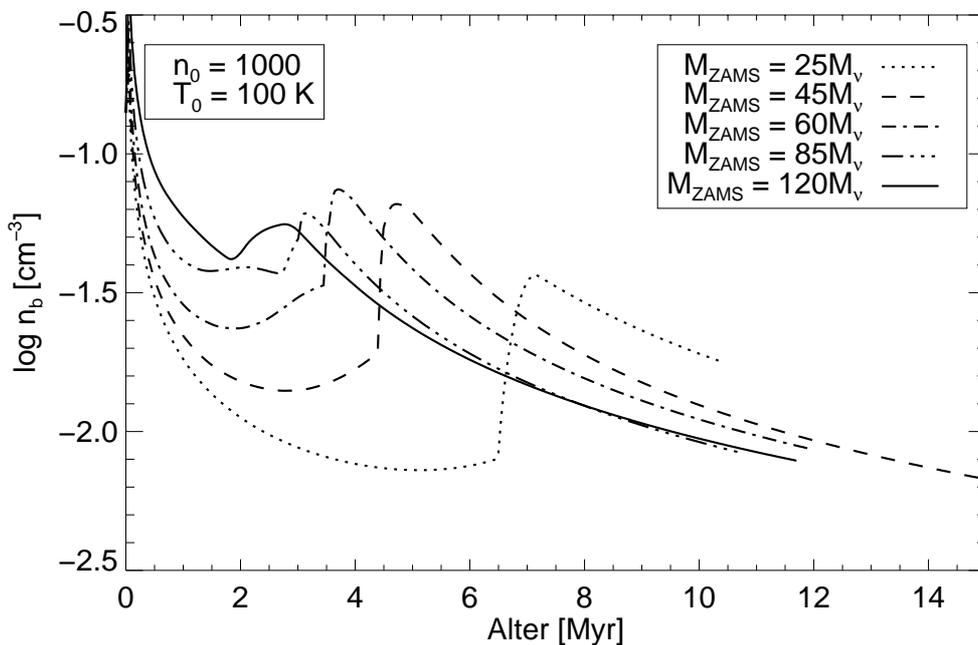


Abbildung H.4: Die Dichte des Mediums der stellaren Blase als Funktion der Zeit für verschiedene Anfangsmassen.

Wie bereits erörtert, wird im vorliegenden zum Zeitpunkt der Supernova-Explosion die innere Energie der Blase instantan um den Betrag von 10^{51} erg erhöht. Dies führt bei kleineren Blasen, d.h. bei leichteren Sternen, zu einem deutlichen Knick in den Zeitprofilen. Da bei schwereren Sternen einerseits die integral freigesetzte kinetische Energie zum Zeitpunkt der Supernova höher

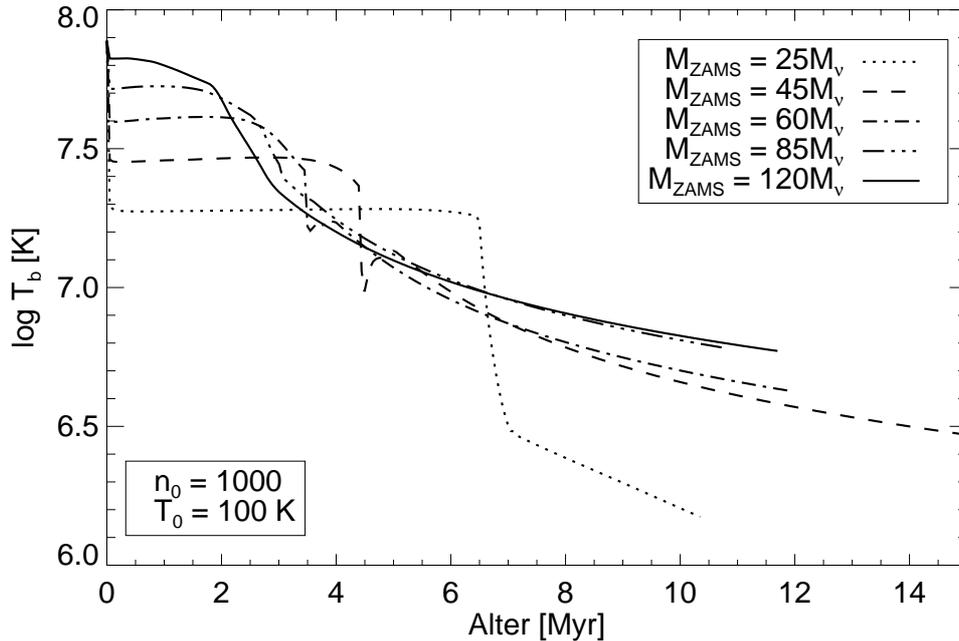


Abbildung H.5: Die Zeitentwicklung der Temperatur des Blasenmediums.

und damit die relative Bedeutung dieser instantanen Energiezufuhr niedriger ist, und andererseits in den größeren Windblasen der schwereren Sterne diese Zusatzenergie auf ein größeres Volumen verteilt wird, ist dieser Effekt mit zunehmender Anfangsmasse von immer geringerer Bedeutung. Im Falle der niedrigsten gezeigten Anfangsmasse sind diese Effekte durch die hier sehr effiziente Strahlungskühlung überdeckt. Die Windblase eines $25 M_{\odot}$ Sterns ist im Vergleich zu den schwereren Sterne mit ca. 10 pc zum Zeitpunkt der Supernova sehr klein. Auf Grund des geringen Massenverlustes durch den Sternwind ist jedoch das Medium in der Windblase sehr dünn. Erst durch den massiven Materieausstoß während der Supernova steigt diese Dichte drastisch an, so daß der junge Supernova Überrest dieses Sterns wesentlich effizienter Energie abstrahlt als die der schweren Sterne. Die quadratische Abhängigkeit von der Dichte und die insgesamt höhere Effizienz bei niedrigerer Temperatur der Strahlungskühlung führt schließlich zu diesem Effekt. Bei welcher Masse dieses mögliche Umschlagen der Expansionscharakteristika einsetzt hängt grundlegend von den Umgebungsparametern, insbesondere der Dichte ab. Je höher die Dichte des Umgebungsmediums ist, desto kleiner sind die Windblasen zum Zeitpunkt der Supernova, so daß die Dichte stärker ansteigen kann. Allerdings kann die Grenzmasse nicht beliebig steigen, da Supernovae wesentlich schwererer Sterne auf Grund des stellaren Massenverlustes relativ wenig Masse freisetzen, was den Dichteanstieg begrenzt. Ein Vergleich der in Abbildung H.6 dargestellten zeitlichen Verläufe der Röntgen-Leuchtkräfte von Windblasen und jungen Supernova Überresten für verschiedene Anfangsmassen zeigt erheblich stärkeren Anstieg im Falle der Supernova eines $25 M_{\odot}$ Sterns.

Bei sehr niedrigen Anfangsmassen brechen die gemachten Näherungen zusammen. So kommt es u.U. zu einem nicht-physikalischen Oszillationsverhalten, bei dem die Hülle quasi-periodisch expandiert und unter Masseabgabe wieder kontrahiert, um erneut zu expandieren. Dieser Effekt hängt u.a. mit der Vernachlässigung der Instabilitäten und der damit verbundenen Fragmentierung der Hülle zusammen. Um diesen Effekten Rechnung zu tragen, wird die Rechnung bei Expansionsgeschwindigkeiten, welcher unter einer Grenzgeschwindigkeit (vielfach zu 1 km s^{-1} festgelegt) liegen, abgebrochen. Unter Umständen wird in meinem Modell bei genügend hohem

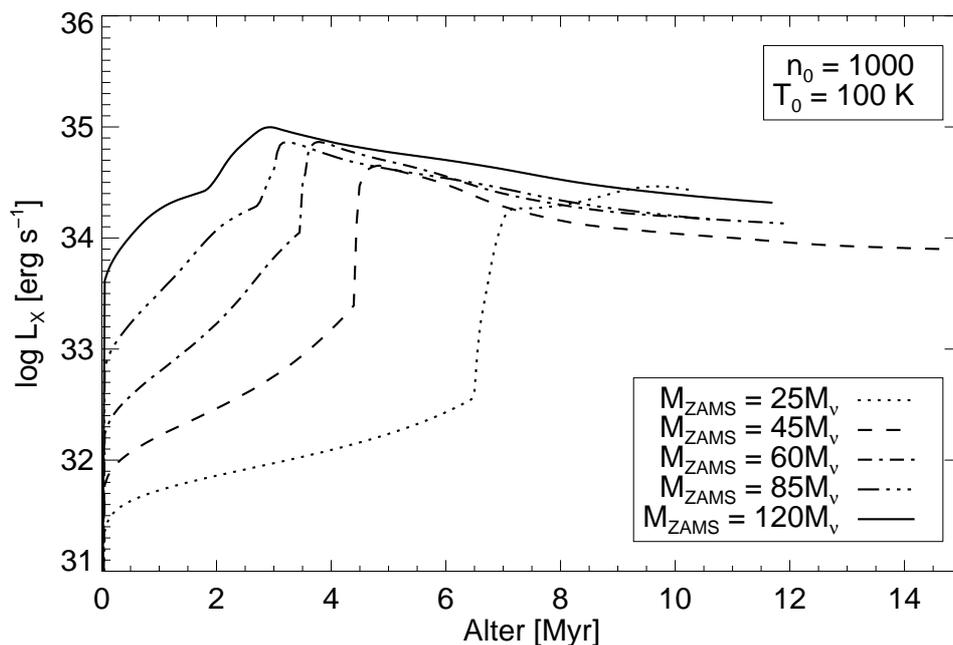


Abbildung H.6: Die Zeitentwicklung der Röntgen-Leuchtkraft des Blasenmediums.

Energieeintrag (z.B. bei erfolgter Supernova) eine erneute Expansion in Betracht gezogen.

H.2 Verschmelzen von Windblasen

Bindet man nun mein Modell der Windblasenexpansion in das Umfeld einer jungen OB Assoziation ein, so kann mit verschiedenen Kriterien versucht werden, den Zeitraum, über welchen Wind-Wind-Kollision von großer Bedeutung sein sollten, einzugrenzen. Unabhängig von der Parametrisierung einer OB Assoziation bieten sich folgende Kriterien an:

1. **Anzahl der Kontaktstellen:** Das einfachste Kriterium ergibt sich durch Zählen der Kontaktstellen aller Windblasen in einer Assoziation. Denn ab dem Augenblick, an dem sich zwei benachbarte Blasen berühren, beginnt die Wind-Wind-Kollision. Je mehr solche Kontaktstellen es gibt, desto größer ist die relative Bedeutung bezogen auf die Gesamtmasse an ^{26}Al im assoziationsnahen ISM.
2. **Raumanteil der Blasen:** Vergleicht man das Volumen, welches von allen heißen Windblasen eingenommen wird, mit dem gesamten Volumen der Assoziation, so steigt auch dieser Anteil an, bis das Superblasenvolumen dem Assoziationsvolumen entspricht und seinen Platz einnimmt.

Das zweite Kriterium ist deutlich schlechter zu Handhaben, da es zum einen die Integration über ein komplex strukturiertes Raumgebiet erfordert und zum anderen der Zeitpunkt, ab dem Wind-Wind-Kollisionen von größerer Bedeutung sind, aus dem Raumanteil nicht ohne weiteres abgeschätzt werden kann. Daher habe ich mich für eine erste Abschätzung der Relevanz des von mir vorgeschlagenen Beschleunigungsmechanismus für das erste Kriterium entschieden. Mit diesem Kriterium zerfällt das gestellte Problem in eine Bestimmung der wechselseitigen Raumabstände einer dreidimensional verteilten Assoziation, der Expansion der Einzelblasen und des

Vergleichs der Blasenradien mit den Abständen. Zur weiteren Vereinfachung wird eine statische Assoziation betrachtet, d.h. die Sterne der Assoziation bewegen sich während des in Frage kommenden Zeitraums nicht relativ zu einander. Mit dieser Annahme lassen sich die Probleme der Abstandsbestimmung und der Blasenexpansion separieren, und die Abstände müssen nur einmal zu Beginn der Simulation bestimmt werden. Um eine dreidimensionale Verteilung der Assoziationsmitglieder ist das Monte Carlo Modell um den Aspekt der räumlichen Verteilung erweitert worden. Ausgehend von einer sphärischen Raumstruktur werden alle Sterne zufallsgesteuert platziert, wobei ein Mindestabstand zwischen benachbarten Sternen eingehalten werden muß. Wie der vorangehende Abschnitt gezeigt hat, sind Windblasen nur im Falle der schwereren Sterne (O Sterne) von genügender Größe, um am Verschmelzungsprozeß beteiligt zu sein. Außerdem ist der ^{26}Al -Ertrag dieser Sterne deutlich größere als von leichteren Sternen. Um diesem Aspekt Rechnung zu tragen, wurde zusätzlich ein mittlerer Abstand zwischen benachbarten O Sternen eingeführt, welcher als freier Parameter variiert werden kann. Bei einer typischen Assoziation mit 15 O Sternen und einem Linearradius von 30 pc ergibt sich so ein mittlerer Abstand der O Sterne von ca. 25 pc. Abbildung H.7 zeigt die Anzahl der Kontaktstellen zwischen Sternblasen als Funktion der Zeit für eine 100 Samples umfassende Monte Carlo Simulationen einer Assoziation von 50 massereiche Sterne mit einem Mindestabstand zwischen zwei benachbarten O Sternen von 10 pc. Die fehlerbehaftete Kurve gibt den jeweiligen Mittelwert pro Zeitintervall an. Die Fehlerbalken repräsentieren die zugehörigen 1σ -Fehler, wobei sich die Streuung durch das Auswürfeln der Sternmassen und der dreidimensionalen Position in der sphärischen Assoziation ergeben. Zusätzlich ist das Zeitprofil des Mittelwerts der interstellaren ^{26}Al -Masse für eine 50 massereiche Sterne umfassende OB Assoziation eingezeichnet.

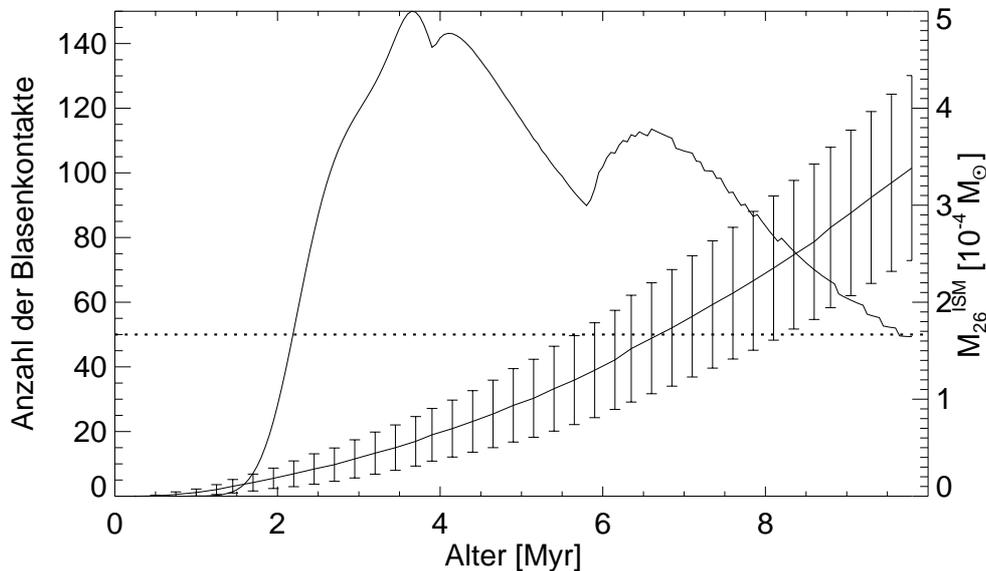


Abbildung H.7: Entstehung einer Superblase durch Verschmelzung von Windblasen und Supernova-Überresten: Die Ausbildung einer Superblase in und um einer OB Assoziation wird durch die steigende Anzahl von Kontaktstellen bzw. Überlappungen N_k benachbarter Windblasen und SNRs abgeschätzt. Die Datenpunkte und Fehlerbalken beruhen auf 100 Monte Carlo Samples einer 50 massereiche Sterne umfassenden OB Assoziation, wobei der minimale Abstand zwischen benachbarten O Sternen zu 10 pc festgelegt wurde. Die zweite Kurve zeigt das Zeitprofil des Mittelwerts der interstellaren ^{26}Al -Masse der synthetischen Populationen.

Bereits vor dem Ansteigen des ^{26}Al -Inhalts im interstellaren Mediums bei etwa 1.25 Mio. Jahren

bilden sich die ersten Wechselwirkungen zwischen benachbarten Windblasen aus. Bis zum Erreichen des Supernova-Maximums des ^{26}Al -Zeitprofils bei 7 Mio. Jahren steigt der Mittelwert der Blasenwechselwirkungen auf 50 an. Da die Anzahl der Einzelblasen gleich der Anzahl massereicher Sterne (in diesen Simulationen 50) ist, ist statistisch ab einem Alter der Assoziation von etwa 7 Mio. Jahren jede Einzelblase in Wechselwirkung getreten. Dies gilt nur statistisch, da besonders große Windblasen der massereichsten Sterne, welche zu dem bereits eine Supernova erlitten haben, Wechselwirkungen mit mehreren Nachbarblasen haben können. In der späten Phase wird auf Grund der wachsenden Anzahl der Kontakte die mehrfache Wechselwirkung besonders deutlich. Diese späte Phase ist zum einen aber durch eine bereits existierenden Superblase gekennzeichnet, zum anderen sind die Einzelblasen bereits so groß und ihre Expansionsgeschwindigkeiten so weit abgesunken, daß die neuen Kontaktstellen zu keinen starken Wechselwirkungen mehr führen. Nur in der Frühphase mit kleinen, schnell expandierenden Blasen ist mit starken Wechselwirkungen der Schockfronten zu rechnen. Diese starken Schockwechselwirkung können sowohl zu effektiver Beschleunigung von geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung als auch speziell zu einer Nachbeschleunigung von interstellarem ^{26}Al führen, was dann wiederum zu einer Linienverbreiterung führen könnte.

Es ist allerdings anzumerken, daß die Steigung der $N_k(t)$ -Kurve stark von der Sterndichte und damit von der im vorliegenden Fall eher willkürlichen Wahl eines Mindestabstands zwischen benachbarten O Sternen abhängt. Ist der Abstand zwischen benachbarten massereichen Sternen kleiner, berühren sich benachbarte Windblasen früher, und es kommt zur schnelleren Bildung einer Superblase.

Das eben besprochenen einfache Modell zur Bildung einer Superblase durch Verschmelzung einzelner Windblasen hat gezeigt, daß die Bildung einer Superblase auf ähnlichen Zeitskalen verläuft wie die effektive Freisetzung von interstellarem ^{26}Al durch die massereichen Sterne einer Assoziation. Es ist daher durchaus denkbar, daß unter „günstigen“ Voraussetzungen die Ausbildung von starken Wind-Wind-Wechselwirkungen mit hohen 1.809 MeV Intensitäten zeitlich so korrespondiert, daß große Linienbreiten beobachtet werden können. Dieses Modell würde andererseits erklären, warum trotz hoher Linienbreite die galaktische 1.809 MeV Intensitätsverteilung auf eine relativ schmale Scheibe begrenzt ist, da nur während der Bildungsphase von Superblasen, welche an OB Assoziationen gebunden sind, die wiederum an die galaktische Ebene gebunden erscheinen, große Linienbreiten zu erwarten sind. Hätte ^{26}Al während seiner gesamten Lebensdauer Geschwindigkeiten von mehrern 100 km/s, so wäre eine größere Skalenhöhe der galaktischen 1.809 MeV Intensitätsverteilung zu erwarten.

Für eine detailliertere Untersuchung des vorgeschlagenen Modells, sind zum einen hydrodynamische Untersuchungen der Entstehungsphase von Superblasen und zum anderen das Studium der Beschleunigungsprozesse in kollidierenden Schockfronten nötig. Dies bezüglich muß auf zukünftige Untersuchungen verwiesen werden.

Anhang I

Konstanten und astronomische Einheiten

Formelzeichen	Bedeutung	Wert
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit	$2.99792458 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
G	Gravitationskonstante	$6.6726 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$
h	Planck'sches Wirkungsquantum	$6.6261 \cdot 10^{-27} \text{ erg s}^{-1}$
k	Boltzmann Konstante	$1.3807 \cdot 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$
L_{\odot}	Leuchtkraft der Sonne	$3.85 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
m_e	Ruhemasse des Elektrons	$9.1095 \cdot 10^{-28} \text{ g}$
m_p	Ruhemasse des Protons	$1.6726 \cdot 10^{-24} \text{ g}$
M_{\odot}	Masse der Sonne	$1.989 \cdot 10^{33} \text{ g}$
N_A	Avogadro Konstante	$6.0221 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
pc	Parsec	$3.0857 \cdot 10^{18} \text{ cm}$
R_{\odot}	Radius der Sonne	$6.960 \cdot 10^{10} \text{ cm}$
u	atomare Masseneinheit	$1.6605 \cdot 10^{-24} \text{ g}$

Abbildungsverzeichnis

1.1	Nuklidkarte der häufigsten Isotope	2
1.2	Der Zyklus der chemischen Evolution im Universum	4
1.3	Zerfallsschema von ^{26}Al	6
1.4	COMPTEL 1.809 MeV Maximum Entropie Karte	7
1.5	Expandierende Blase im ISM (NGC 7635)	11
2.1	Das Meßprinzip eines Compton Teleskops am Beispiel der COMPTEL Schema- zeichnung (linker Teil). Daneben ist die Signatur idealer Ereignisse einer Punkt- quelle im schematischen COMPTEL Datenraum gezeigt (rechts).	14
2.2	COMPTEL 1.809 MeV Punktbildfunktion	19
2.3	COMPTEL Belichtung im Bereich der 1.8 MeV Linie	21
2.4	Der Energiedatenraum und die Hintergrundanpassung	24
2.5	Exemplarische ^{24}Na -Anpassung	25
2.6	Exemplarische ^{22}Na -Anpassung	26
2.7	χ^2 -Verteilungen der vier Anpassungsschritte	27
2.8	Qualität des Aktivierungsmodells während der Mission	29
2.9	Zerfallsraten für ^{22}Na , ^{24}Na , ^{40}K und ^2H als Funktion der Missionsdauer. Die gestrichelten, vertikalen Linien markieren Perioden, während deren CGRO in eine höhere Umlaufbahn gehoben wurde.	30
2.10	Zerfallsraten für ^{28}Al , ^{52}Mn , ^{57}Ni und ^{208}Tl als Funktion der Missionsdauer.	31
2.11	Ratenverhältnis zwischen Ereignis- und Hintergrunddatensatz	35
2.12	MaxEnt Karte mit Emissionsregionen	42
2.13	MaxEnt und MREM Karten	43
2.14	MaxEnt und ML/ME Karten	44
2.15	Symmetrisierte Belichtung	46
2.16	MaxEnt Rekonstruktion mit symmetrisierter Belichtung	46
2.17	Breitenprofil der Maximum Entropie 1.809 MeV Karte	48
2.18	Breitenprofil der inneren Milchstraße	49
2.19	Längenprofil der MaxEnt ^{26}Al -Himmelskarte	49
2.20	Längenprofil der MREM ^{26}Al -Himmelskarte	50
2.21	Längenasymmetrie der 1.809 MeV Emission	50

2.22	Längenasymmetrie der 1.809 MeV Emission II	51
2.23	1.8 MeV Strahlung der Cygnus Region: Die MaxEnt & MREM Karten	52
2.24	1.8 MeV Strahlung der Cygnus Region: Die iML/ME Karte	52
3.1	Proton-Proton-Ketten des Wasserstoffbrennens	59
3.2	CNO-Zyklus	59
3.3	Massenanteile leichter Nuklide nach erfolgtem Siliziumbrennen	64
3.4	Schematische Darstellung der Evolution eines Einzelsterns	65
3.5	EUV-Strahlung von heißen Sternen	68
3.6	EUV-Photonenfluß Q_0 als Funktion der Anfangsmasse M_{ZAMS}	68
3.7	Masseverlusten im HRD	69
3.8	Windgeschwindigkeiten für O und WR Sterne	70
3.9	Struktur eines $60 M_{\odot}$ Sterns	74
3.10	Auswirkungen von verschiedenen Anfangsrotationen	76
3.11	vergleichendes HRD für Sterne mit und ohne mittlerer Rotation	77
3.12	Synthese und Emission von ^{26}Al	79
3.13	^{26}Al -Erträge massiver Sterne	80
3.14	Schematischer Aufbau eines massiven Sterns im Präsupernovastadium	85
3.15	^{26}Al -Massenprofil für einen $25 M_{\odot}$ Stern	86
3.16	^{26}Al -Erträge von Kernkollaps-Supernovae	87
3.17	^{26}Al - & ^{60}Fe -Erträge nach <i>Woosley und Heger (1999)</i> relativ zu Erträgen nach <i>Woosley und Weaver (1995a)</i>	89
3.18	Umlaufperioden in O-Binären	91
3.19	Massenverhältnisse in O-Binären	91
3.20	Das Roche Modell	92
3.21	Qualitatives MCB Szenario	96
3.22	Massentransfer und ^{26}Al -Synthese in MCB Systemen	97
3.23	Zentraltemperatur eines Protosterns in Abhängigkeit von der Zentraldichte	101
3.24	IMF Steigungen in Sternhaufen	104
3.25	Ionisationsstruktur in HII-Regionen	105
3.26	Evolution einer HII-Region	107
3.27	Aufbau einer stellaren Windblase	108
3.28	Temperatur- und Dichteprofil einer Windblase	109
3.29	Evolution einer Windblase	110
3.30	Verdampfung von Molekülwolken in heißen Blasen	112
3.31	Hydrodynamisches Bild eines Supernova-Überrests	115
3.32	Zeitentwicklung von L_X und $L_{\text{H}\alpha}$	116
3.33	Verteilung sonnennaher OB Assoziationen	117

3.34	Schema des TSA-Modells einer Superblase	119
4.1	Schemazeichnung des Emissionsverhaltens von OB Assoziationen	123
4.2	Modell der Lebensdauerfunktion massereicher Sterne	125
4.3	^{26}Al von Typ Ibc Supernovae	128
4.4	Windemission von ^{26}Al durch massive Sterne	129
4.5	^{26}Al -Ertragsfunktion des Populationsmodells im Vergleich zu theoretischen Modellen	129
4.6	Standardszenario: integrales ^{26}Al -Emissionsprofil	130
4.7	Standardszenario: Zeitprofil der interstellaren ^{26}Al -Masse	130
4.8	Standardszenario: Zeitprofil der interstellaren ^{60}Fe -Masse	131
4.9	Standardszenario: Zeitverhalten des ^{60}Fe - ^{26}Al -Verhältnisses	131
4.10	IMF- & SFR-Abhängigkeit des M_{26} -Zeitprofils	132
4.11	IMF- & SFR-Abhängigkeit des M_{60} -Zeitprofils	133
4.12	Standardszenario: Zeitprofil der ^{26}Al -Masse für zwei Nukleosynthesemodelle . . .	134
4.13	Effekt von MCB-Systemen nach Langer auf die interstellare ^{26}Al -Masse	135
4.14	Statistische Fluktuation von $M_{26}^{\text{ISM}}(t)$	136
4.15	Streuung im Maximum des M_{26} -Profils als Funktion der Populationsstärke	136
4.16	Standardszenario: Zeitprofil des Gesamtmasseverlustes	139
4.17	Standardszenario: Zeitprofil der mechanischen Luminosität	139
4.18	IMF- & SFR-Abhängigkeit des Gesamtmasseverlustes	140
4.19	IMF- & SFR-Abhängigkeit der mechanischen Luminosität	141
4.20	Windmodell und gemessene Windparameter	142
4.21	Statistische Fluktuation von $L_w(t)$	142
4.22	Standardszenario: Zeitverhalten der EUV-Emission	144
4.23	IMF- & SFR-Abhängigkeit des EUV-Photonenflusses	144
4.24	Statistische Fluktuation von $L_{\text{EUV}}(t)$	145
4.25	Standardszenario: Wolf-Rayet-zu-O-Verhältnis	146
4.26	(WR)/(O) : IMF- & SFR-Abhängigkeit	147
4.27	Standardszenario: Aktivitäts - mech. Luminositäts - Diagramm	148
4.28	$A_X - L_w$ - Diagramm bei kontinuierlicher Sternentstehung	148
4.29	Standardszenario: Aktivitäts - EUV-Photonenfluss - Diagramm	149
4.30	$A_X - Q_{\text{EUV}}$ - Diagramm bei kontinuierlicher Sternentstehung	150
4.31	Standardszenario: EUV-Photonenfluß - mech. Luminositäts - Diagramm	150
4.32	$Q_{\text{EUV}} - L_w$ - Diagramm bei kontinuierlicher Sternentstehung	151
4.33	Der Zeitverhalten des O7V-Äquivalentertrags für ^{26}Al und Altersindikatoren für junge Sternpopulationen.	152
4.34	Interstellare ^{26}Al -Masse nach TIMEPROF und STARBURST99+	153

4.35	Mechanische Luminosität nach TIMEPROF und STARBURST99+	153
4.36	Fluß photoionisierender EUV-Photonen nach TIMEPROF und STARBURST99+	153
4.37	Wechselwirkungen von OB Assoziationen mit dem umgebenden Medium	157
4.38	Standardszenario: Radius der expandierenden Hülle	158
4.39	Standardszenario: Expansionsgeschwindigkeit der Hülle	159
4.40	Standardszenario: Energiekonversionseffizienz	159
4.41	Standardszenario: Teilchendichte des Blasenmediums	160
4.42	Standardszenario: Temperatur des Blasenmediums	160
4.43	Einfluß der Umgebungstemperatur: Radius	162
4.44	Einfluß der Umgebungstemperatur: Expansionsgeschwindigkeit	162
4.45	Einfluß der Umgebungstemperatur: Energiekonversionseffizienz	162
4.46	Einfluß der Umgebungsdichte: Radius	163
4.47	Einfluß der Umgebungsdichte: Expansionsgeschwindigkeit	163
4.48	Einfluß der Umgebungsdichte: Energiekonversionseffizienz	163
4.49	Umgebungsdichte: Zeitspannen der Blasenexpansion	164
4.50	Kinetische Energie bei veränderten Verdampfungseigenschaften	165
4.51	Vergleich mit <i>Shull und Saken</i> (1995)	167
4.52	Fluktuation des Blasenradius für 100 MC-Assoziationen (100 Sterne)	168
4.53	Fluktuation der Expansionsgeschwindigkeit für 100 MC-Assoziationen (100 Sterne)	169
4.54	Fluktuation der inneren Energie für 100 MC-Assoziationen (100 Sterne)	169
4.55	Fluktuation der kinetischen Expansionsenergie für 100 MC-Assoziationen (100 Sterne)	170
4.56	Fluktuation der kinetischen Energiekonversion für 100 MC-Assoziationen (100 Sterne)	170
5.1	Das Sternbild <i>Schwan</i> vor dem Hintergrund der 1.8 MeV Karte	171
5.2	Positionen von O Sternen in der Cygnus Region	172
5.3	Positionen von WR Sternen und SNR in der Cygnus Region	176
5.4	Der Cygnus Quadrant der Milchstraße	177
5.5	Ausschnitt des Milchstraßenquadranten um Cygnus	177
5.6	1.809 MeV Emissionsmodell: diskrete Einzelquellen	179
5.7	1.809 MeV Emissionsmodell: diskrete Einzelquellen (geglättet)	179
5.8	CO Karte der zentralen Cygnus Region	181
5.9	IRAS Superblase um Cygnus OB1 und OB3	181
5.10	Cygnus: Die Röntgen-Superblase	182
5.11	Hertzprung-Russel Diagramm von Cygnus OB2	185
5.12	1.809 MeV Intensität in der Cygnus OB7 Region	187
5.13	Cygnus Model: $\Gamma = 1.35$ ^{26}Al Intensitätsmodell	192

5.14	Cygnus Model: geglättetes $\Gamma = 1.35$ ^{26}Al Intensitätsmodell	193
5.15	Extinktionskorrektur der Assoziationsabgrenzungen	194
5.16	Cygnus Model: extinktionskorrigiertes $\Gamma = 1.7$ ^{26}Al Intensitätsmodell	196
5.17	Cygnus Model: geglättetes, extinktionskorrigiertes Intensitätsmodell	196
5.18	Leckrate ionisierender Photonen	197
5.19	Schema des Bremsstrahlungsemissionsmodells	198
5.20	Bremsstrahlung der Cygnus Region I	199
5.21	Bremsstrahlung der Cygnus Region II	199
5.22	COBE DMR Karte der thermischen Bremsstrahlung	200
5.23	Dynamische Verteilung von ^{26}Al im ISM	202
5.24	Propagierende Sternentstehung: Das ^{26}Al Intensitätsmodell	205
5.25	Bremsstrahlung der Cygnus Region III	205
5.26	Propagierende Sternentstehung: totale Masse von Cygnus OB2	207
5.27	Comerón-Szenario: $\Phi_{1.809}$ von Cygnus OB2	208
5.28	Comerón-Szenario: totale Masse von Cygnus OB2 bei reduziertem L_w	210
5.29	Comerón-Szenario: $\Phi_{1.809}$ von Cygnus OB2 bei reduziertem L_w	211
5.30	Steigung der beobachtbaren Massenverteilung bei ausgedehnter Sternentstehung	213
5.31	Konturlinien gleicher Steigungen der beobachtbaren Massenverteilung in Abhängig- keit von Beobachtungszeitpunkt und Dauer der Sternentstehung.	213
5.32	Comerón-Szenario: totale Masse von Cygnus OB2 bei ausgedehnter SFR	214
5.33	Comerón-Szenario: $\Phi_{1.809}$ von Cygnus OB2 bei reduziertem L_w	215
5.34	Der Radius der Cygnus Röntgen-Superblase	217
5.35	Cygnus MaxLik Modell Test: Die grundsätzlichen Modellansätze	219
5.36	Cygnus MaxLik Modell Test: Die Einzelquell-Modelle	221
5.37	Cygnus MaxLik Modell Test: IMF Abhängigkeit der Assoziations-Modelle	221
5.38	Cygnus MaxLik Modell Test: Populationsstärke der Assoziationen	222
6.1	Zeitprofil des erwarteten 1.809 MeV Flusses von Orion OB1	231
B.1	Schematische Hertzsprung-Russell Diagramm	237
C.1	Schematischer Verlauf von AGB Pulsationen	240
C.2	junger Planetarischer Nebel Hen-1357	241
C.3	^{26}Al -Erträge von AGB Sternen	242
D.1	^{26}Al -Erträge für CO- und ONe-Novae	245
F.1	Radioaktivität und mechanische Luminosität für verschiedene Anfangsmassen- funktionen und Sternentstehungshistorien.	250
F.2	Radioaktivität und EUV-Photonenfluß für verschiedene Anfangsmassenfunktio- nen und Sternentstehungshistorien.	251

F.3	Mechanische Luminosität und EUV-Photonenfluß für verschiedene Anfangsmassenfunktionen und Sternentstehungshistorien.	252
G.1	Superblasen-Expansion: Umgebungstemperatur	254
G.2	Superblasen-Expansion: Materietransmission 1	255
G.3	Superblasen-Expansion: Materietransmission 2	256
G.4	Superblasen-Expansion: Materietransmission 3	257
G.5	Superblasen-Expansion: Verdampfungsdauer 1	258
G.6	Superblasen-Expansion: Verdampfungsdauer 2	259
H.1	Stellare Windblasen: Radius	262
H.2	Stellare Windblasen: Expansionsgeschwindigkeit	262
H.3	Stellare Windblasen: $Y_{26}(t)$	263
H.4	Stellare Windblasen: Dichte des Blasenmediums	263
H.5	Stellare Windblasen: Temperatur des Blasenmediums	264
H.6	Stellare Windblasen: Röntgen-Leuchtkraft	265
H.7	Entstehung einer Superblase und ^{26}Al -Zeitprofil	266

Tabellenverzeichnis

1.1	theoretisch beobachtbare γ -Linienemitter	5
1.2	Beobachtete γ -Flüsse für ^{26}Al	7
2.1	Datenselektionen der abbildenden 1.809 MeV Analyse der COMPTEL Daten . .	16
2.2	Radioisotope des COMPTEL Hintergrunds	23
2.3	Flüsse und Signifikanzen von galaktischen 1.809 MeV Emissionsgebieten	47
2.4	Flüsse und Signifikanzen der Cygnus 1.809 MeV Emissionsgebiete	53
3.1	Die Parameter der stellaren Brennphasen	62
3.2	Syntheseorte für ^{26}Al	78
3.3	Massentransfer in MCB Systemen	94
3.4	Jeans Kriterien für Gravitationskollaps von Wolkenstrukturen	99
3.5	Reduktionsfaktoren der Strömigen-Radien bei Berücksichtigung von Extinktion der EUV-Strahlung durch interstellaren Staub (nach L. Spitzer)	106
4.1	Windgeschwindkeitsmodell	138
5.1	WR Sterne der Cygnus Region	173
5.2	SNR der Cygnus Region	175
5.3	Parameter der Cygnus OB Assoziation	189
5.4	Die Emissionseigenschaften der Cygnus OB Assoziationen	190
5.5	1.809 MeV Modellflüsse des Assoziationsmodells	191
5.6	Die Emissionseigenschaften der Cygnus OB Assoziationen	195
5.7	1.809 MeV Modellflüsse des extinktionskorrigierten Assoziationsmodells	195
5.8	Radien von Wolf-Rayet Blasen	201
5.9	Die Emissionseigenschaften der Cygnus OB Assoziationen	201
5.10	Propagierende Sternentstehung: Die Emissionseigenschaften der Assoziationen .	204
5.11	1.809 MeV Modellflüsse der OB Assoziationen bei propagierender Sternentstehung.	204
5.12	Vorhergesagte Skalierungsfaktoren für die O Stern-Populationen der Cygnus OB Assoziationen	223
B.1	Leuchtkraftklassen für Sterne	236

Literaturverzeichnis

- Abt, H. und Cardona, O. *Astrophys. J.* **276**: 266+ (1984)
- Abt, H., Gomez, A. und Levy, S. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **74**: 551+ (1990)
- Alter, G., Ruprecht, J. und Vanysek, J. *Catalogue of star clusters and associations*. Budapest: Akademiai Kiado, 1970, 2nd ed., edited by Balazs, B.A. (1970)
- Ambartsumian, V. A. *Stellar Evolution and Astrophysics*. Armenian Acad. of Sci. (1947)
- Ambartsumian, V. A. *Dokl. Ak.* **68**: 22+ (1949)
- Arnett, W. D. ‘Advanced Evolution of Massive Stars. I. Helium Burning’. *Astrophys. J.* **176**: 681+ (1972a)
- Arnett, W. D. ‘Advanced Evolution of Massive Stars. II. Carbon Burning’. *Astrophys. J.* **176**: 699+ (1972b)
- Arnett, W. D. ‘Advanced evolution of massive stars. V - Neon burning’. *Astrophys. J.* **193**: 169–176 (1974a)
- Arnett, W. D. ‘Advanced evolution of massive stars. VI - Oxygen burning’. *Astrophys. J.* **194**: 373–383 (1974b)
- Arnett, W. D. ‘Advanced evolution of massive stars. VII - Silicon burning’. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **35**: 145–159 (1977)
- Avedisova, V. S. ‘Formation of nebula by Wolf-Rayet stars.’ *Soviet Astronomy* **15**: 708+ (1972)
- Avedisova, V. S. *Soviet Astronomy* **18**: 283+ (1974)
- Balbus, S. A. und McKee, C. F. ‘The evaporation of spherical clouds in a hot gas. III - Suprathermal evaporation’. *Astrophys. J.* **252**: 529–552 (1982)
- Banday, A. J., Gorski, K. M., Bennett, C. L., Hinshaw, G., Kogut, A. und Smoot, G. F. ‘Noncosmological Signal Contributions to the COBE DMR 4 Year Sky Maps’. *Astrophys. J., Lett.* **468**: L85+ (1996)
- Bazan, G. und Arnett, W. D. ‘Explosive Nucleosynthesis in Two Dimensions’. In ‘American Astronomical Society Meeting, 184, #41.11’, Bd. 184, (S. 4111+) (1994)
- Bazan, G., Brown, L., Clayton, D. und Truran, J. ‘ ^{26}Al Production in AGB Stars and 1.809 MeV Line Emission in the Galaxy’. *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* **27**: 87+ (1993)
- Beech, M. und Mitalas, R. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **95**: 517 (1994)
- Belloni, T., Zampieri, L. und Campana, S. ‘Search for old neutron stars in molecular clouds: Cygnus rift and Cygnus OB7.’ *Astron. Astrophys.* **319**: 525–534 (1997)
- Bennett, C. L., Banday, A. J., Gorski, K. M., Hinshaw, G., Jackson, P., Keegstra, P., Kogut, A., Smoot, G. F., Wilkinson, D. T. und Wright, E. L. ‘Four-Year COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations: Maps and Basic Results’. *Astrophys. J., Lett.* **464**: L1+ (1996)
- Bethe, H. und Brown, G. *Astrophys. J.* **506**: 780+ (1998)
- Binney, J., Gerhard, O. E., Stark, A. A., Bally, J. und Uchida, K. I. ‘Understanding the kinematics of Galactic centre gas’. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **252**: 210–218 (1991)
- Blaauw, A. ‘The O Associations in the Solar Neighborhood’. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **2**: 213+ (1964)

- Bloemen, H., Collmar, W., Diehl, R., Hermsen, W. Knödseder, J., van der Meulen, R. und Schönfelder, V. Strong, A. ‘COMPTEL Sky Mapping: A new approach combining model fitting, iterative background modelling, and maximum entropy imaging’. *Astro. Lett. and Communications* **39**: 205 – 208 (1999a)
- Bloemen, H., Diehl, R., Hermsen, W. Knödseder, J. und Schönfelder, V. ‘An alternative approach to COMPTEL ^{26}Al 1.8 MeV Studies’. *Astro. Lett. and Communications* **38**: 391 – 394 (1999b)
- Bobrowsky, M. ‘HUBBLE CAPTURES UNVEILING OF PLANETARY NEBULA’. STScI-PRC98-15 (1998)
- Bochkarev, N. und Sitnik, T. *Astrophys. Space. Sci.* **108**: 237+ (1985)
- Bodansky, D., Clayton, D. und Fowler, W. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **16**: 299 (1968)
- Bode, M. und Evans, A. *Classical Novae*. 1. Aufl. Wiley, Chichester, New York (1989)
- Boehringer, H. und Hensler, G. ‘Metallicity-dependence of radiative cooling in optically thin, hot plasmas’. *Astron. Astrophys.* **215**: 147–149 (1989)
- Böhm-Vitense. ‘Convection in A and F stars and metallicism’. *Astron. Astrophys.* **8**: 299+ (1970)
- Bonnell, I., Bate, M., Clarke, C. und Pringle, J. ‘Accretion and the stellar mass spectrum in small clusters’. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **285**: 201 – 208 (1997)
- Bonnell, I., Bate, M. und Zinnecker, H. ‘On the formation of massive stars’. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **298**: 93 – 103 (1998)
- Boss, A. und Yorke, H. ‘Spectral Energy of first protostellar Cores’. *Astrophys. J.* **439**: L55 – L58 (1995)
- Branch, D., Nomoto, K. und Filippenko, A. *Comments Astrophys.* **15**(4): 221 (1991)
- Braun, H. Dissertation, Univ. Potsdam (1997)
- Braun, H. und Langer, N. *Astron. Astrophys.* **297**: 483+ (1995)
- Bressan, A., Fagotto, F., Bertelli, G. und Chiosi, C. ‘Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. II - $Z = 0.02$ ’. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **100**: 647–664 (1993)
- Brown, A. G. A., de Geus, E. J. und de Zeeuw, P. T. ‘The Orion OB1 association. 1: Stellar content’. *Astron. Astrophys.* **289**: 101–120 (1994)
- Brown, G., Lee, C.-H., Wijers, R., Lee, H., Israelian, G. und Bethe, H. ‘A theory of gamma-ray bursts’. *New Astron.* **5**: 191 – 210 (2000)
- Bruch, A. und Sanders, W. L. ‘The absolute masses of 72 galactic clusters and 12 OB associations’. *Astron. Astrophys.* **121**: 237–240 (1983)
- Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A. und Hoyle, F. ‘SSynthesis of the Elements in Stars“. *Reviews of Modern Physics* **29**: 547+ (1957)
- Cameron, A. G. W. ‘Nuclear Reactions in Stars and Nucleogenesis“. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **69**: 201+ (1957a)
- Cameron, A. G. W. ‘On the origin of the heavy elements’. *Astron. Journal* **62**: 9+ (1957b)
- Cappellaro, E., Turatto, M., Tsvetkov, D., Bartunov, O., Pollas, C., Evans, R. und Hamuy, M. *Astron. Astrophys.* **322**: 431+ (1997)
- Carney, B. W., Fulbright, J. P., Terndrup, D. M., Suntzeff, N. B. und Walker, A. R. ‘The Distance to the Galactic Center Obtained by Infrared Photometry of RR Lyrae Variables’. *Astron. Journal* **110**: 1674+ (1995)
- Cash, W., Charles, P., Bowyer, S., Walter, F., Garmire, G. und Riegler, G. ‘The X-ray superbubble in Cygnus’. *Astrophys. J., Lett.* **238**: L71–L76 (1980)
- Cassinelli, J. P. und Lamers, H. J. G. L. M. *Winds from hot young stars*, (S. 139–155). Exploring the Universe with the IUE Satellite (1987)
- Castor, J., Abbott, D. und Klein, R. *Astrophys. J.* **195**: 175 (1975a)
- Castor, J., Weaver, R. und McCray, R. ‘Interstellar bubbles’. *Astrophys. J., Lett.* **200**: L107–L110 (1975b)

- Cerviño, M., Knödseder, J., Schaerer, D. und von Ballmoos, P. *New Astron. Rev.* **44**: 321 – 327 (2000)
- Chevalier, R. A. ‘The Evolution of Supernova Remnants. Spherically Symmetric Models’. *Astrophys. J.* **188**: 501–516 (1974)
- Chevalier, R. A. ‘The interaction of supernovae with the interstellar medium’. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **15**: 175–196 (1977)
- Chieffi, A., Limongi, M. und Straniero, O. ‘The Evolution of a $25 M_{\odot}$ Star from the Main Sequence up to the Onset of the Iron Core Collapse’. *Astrophys. J.* **502**: 737 – 762 (1998)
- Chiosi, C. und Maeder, A. ‘The evolution of massive stars with mass loss’. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **24**: 329–375 (1986)
- Clayton, D. D., Colgate, S. A. und Fishman, G. J. ‘Gamma ray lines from young supernova remnants’. *Astrophys. J.* **155**: 75 (1969)
- Clayton, D. D. und Silk, J. ‘Measuring the rate of nucleosynthesis with a gamma-ray detector’. *Astrophys. J.* **158**: L43 (1969)
- Cohen, R. S., Cong, H., Dame, T. M. und Thaddeus, P. ‘Molecular clouds and galactic spiral structure’. *Astrophys. J., Lett.* **239**: L53–L56 (1980)
- Comerón, F. und Torra, J. ‘The Formation of Stellar Systems by Gravitational Instability in the Cygnus Superbubble’. *Astrophys. J.* **423**: 652+ (1994)
- Comerón, F., Torra, J. und Gomez, A. E. ‘Kinematic signatures of violent formation of galactic OB associations from HIPPARCOS measurements’. *Astron. Astrophys.* **330**: 975–989 (1998)
- Comerón, F., Torra, J., Jordi, C. und Gomez, A. E. ‘Anomalous Proper-Motions in the Cygnus Super Bubble Region’. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **101**: 37+ (1993)
- Connors, A., Aarts, H., Bennett, K., Deerenberg, A. J. M., Diehl, R., den Herder, J. W., Hermsen, W., Lichti, G., Lockwood, J., Loomis, M., Macri, J., McConnell, M., Morris, D., Reinhard, K., Ryan, J., Schonfelder, V., Simpson, G., Swanenburg, B. N., Steinle, H., Strong, A., Varendorff, M., de Vries, C., Webber, W. E., Winkler, C. und Zeitlmeyer, V. ‘Neural Net Approaches for Event Location in the Detector Modules’. In ‘DATA ANALYSIS IN ASTRONOMY - IV P. 271, 1992’, (S. 271+) (1992)
- Conti, P. In ‘Observational Tests of the Stellar Evolution Theory’, herausgegeben von A. Maeder, A. Renzini und Dordrecht, Bd. 105 von *IAU*, (S. 233+). *IAU* (1984)
- Conti, P., Garmany, C., de Loore, C. und Vanbeveren, D. *Astrophys. J.* **274**: 302 (1983)
- Conti, P. S. ‘Evolution of massive stars - When does an Of star become a WR star’. In ‘IAU Symposium’, Bd. 80, (S. 369–373) (1978)
- Conti, P. S. und Vacca, W. D. ‘The distribution of massive stars in the Galaxy. I - The Wolf-Rayet stars’. *Astron. Journal* **100**: 431–444 (1990)
- Couch, R. C. und Arnett, W. D. ‘Advanced Evolution of Massive Stars. IV. Secondary Nucleosynthesis During Helium Burning’. *Astrophys. J.* **178**: 771–778 (1972)
- Cowie, L. L. und McKee, C. F. ‘The evaporation of spherical clouds in a hot gas. I - Classical and saturated mass loss rates’. *Astrophys. J.* **211**: 135–146 (1977)
- Cowley, C. R. *An introduction to cosmochemistry*. Cambridge; New York: Cambridge University Press, —c1995 (1995)
- Dame, T. M., Elmegreen, B. G., Cohen, R. S. und Thaddeus, P. ‘The largest molecular cloud complexes in the first galactic quadrant’. *Astrophys. J.* **305**: 892–908 (1986)
- Dame, T. M., Ungerechts, H., Cohen, R. S., de Geus, E. J., Grenier, I. A., May, J., Murphy, D. C., Nyman, L. . und Thaddeus, P. ‘A composite CO survey of the entire Milky Way’. *Astrophys. J.* **322**: 706–720 (1987)
- de Boer, H. ‘TOF as function of D1E and D2E’. *Techn. Ber.*, SRON, Leiden, NL (1993). COM-RP-ROL-DRG-53 Vers. 1
- de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H. und van der Hucht, K. ‘Mass Loss Rates in the Hertzsprung-Russell Diagram’. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **72**: 259 – 289 (1988)

- de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A. und Blaauw, A. 'A HIPPARCOS Census of the Nearby OB Associations'. *Astron. Journal* **117**: 354–399 (1999)
- del Rio, E., von Ballmoos, P., Bennett, K., Bloemen, H., Diehl, R., Hermsen, W., Knoedlseder, J., Oberlack, U., Ryan, J., Schoenfelder, V. und Winkler, C. '1.8 MeV line emission from the Cygnus region.' *Astron. Astrophys.* **315**: 237–242 (1996)
- Delgado, A. J. und Alfaro, E. J. 'Search for Pre-Main-Sequence Stars in the Young Galactic Cluster NGC 6910'. *Astron. Journal* **119**: 1848–1854 (2000)
- Delgado, A. J., Alfaro, E. J., Moitinho, A. . und Franco, J. . 'Pre-Main-Sequence Stars in the Young Galactic Cluster IC 4996: A CCD Photometric Study'. *Astron. Journal* **116**: 1801–1809 (1998)
- Dewdney, P. E. und Lozinskaya, T. A. 'Large scale 21cm HI observations of the CYG OB1/OB3 supershell'. *Astron. Journal* **108**: 2212–2219 (1994)
- Dickel, H. R. und Wendker, H. J. 'The Cygnus X region. XI - Map of visual extinction A sub V'. *Astron. Astrophys.* **66**: 289–295 (1978)
- Dickel, H. R., Wendker, H. J. und Bieritz, J. H. 'The Cygnus X region. V. Catalogue and distances of optically visible HII regions.' *Astron. Astrophys.* **1**: 270–280 (1969)
- Diehl, R., Aarts, H., Bennett, K., Collmar, W., de Boer, H., Deerenberg, A. J. M., den Herder, J. W., de Vries, C., Hermsen, W. und Kippen, M. 'Response determination of COMPTEL from calibration measurements, models and simulations'. In 'Data Analysis in Astronomy IV', herausgegeben von V. Di Gesù, L. Scarsi, R. Buccheri, P. Crane, M. C. Maccarone und H. U. Zimmermann, (S. 201–216). Plenum Press, New York (1992)
- Diehl, R., Bennett, K., Bloemen, H., de Boer, H., Busetta, M., Collmar, W., Connors, A., Denherder, J. W., Devries, C., Hermsen, W., Knödseder, J., Kuiper, L., Lichti, G. G., Lockwood, J., Macri, J., McConnell, M., Morris, D., Much, R., Ryan, J., Schönfelder, V., Simpson, G., Stacy, J. G., Steinle, H., Strong, A. W., Swanenburg, B. N., Varendorff, M., von Ballmoos, P., Webber, W. und Winkler, C. 'First results from COMPTEL measurement of the Al-26 1.8 MeV gamma-ray line from the Galactic center region'. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **97**: 181–184 (1993)
- Diehl, R., Bennett, K., Dupraz, C., Knödseder, J., Lichti, G., Morris, D., Oberlack, U., Ryan, J., Schönfelder, V., Strong, A., von Ballmoos, P., Winkler, C., Chen, W., Hartmann, D. und Prantzos, N. 'Modelling the 1.8MeV sky: Tracers of massive star nucleosynthesis.' *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **120**: C321+ (1996)
- Diehl, R., Dupraz, C., Bennett, K., Bloemen, H., Hermsen, W., Knoedlseder, J., Lichti, G., Morris, D., Ryan, J., Schoenfelder, V., Steinle, H., Strong, A., Swanenburg, B., Varendorff, M. und Winkler, C. 'COMPTEL observations of Galactic ^{26}Al emission.' *Astron. Astrophys.* **298**: 445–460 (1995)
- Diehl, R. und Graser, U. 'Energy calibration of organic scintillation detectors for gamma rays'. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **186**: 665 (1981)
- Diehl, R. und Timmes, F. 'Gamma-Ray Line Emission from Radioactive Isotopes in Stars and Galaxies'. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **110**: 637 – 659 (1998)
- Dove, J. B. und Shull, J. M. 'Photoionization of disk galaxies: an explanation of the sharp edges in the H I distribution'. *Astrophys. J.* **423**: 196–206 (1994)
- Dove, J. B., Shull, J. M. und Ferrara, A. 'The Escape of Ionizing Photons from OB Associations in Disk Galaxies: Radiation Transfer through Superbubbles'. *Astrophys. J.* **531**: 846–860 (2000a)
- Dove, J. B., Shull, J. M. und Maloney, P. R. 'What Are The Ionization Sources Of The Diffuse Ionized Medium?' In 'American Astronomical Society Meeting', Bd. 197, (S. 4211+) (2000b)
- Drake, S. A. 'The stellar winds of K and early M giants: Evidence for a subclass with abnormally high expansion velocities'. In 'New Insights in Astrophysics. Eight Years of UV Astronomy with IUE', (S. 193–196) (1986)
- Duerbeck, H. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **93**: 165+ (1981)
- Dyson, J. E. 'The Dynamical Effects of Stellar Mass Loss on Diffuse Nebulae. II. Approximate Smilarity Solutions'. *Astron. Astrophys.* **23**: 381+ (1973)
- Dyson, J. E. und de Vries, J. 'The Dynamical Effects of Stellar Mass Loss on Diffuse Nebulae'. *Astron. Astrophys.* **20**: 223+ (1972)

- Dyson, J. E. und Williams, D. A. *The Physics of the Interstellar Medium*. The Graduate Series in Astronomy, 2. Aufl. Inst. of Physics (1997)
- Efremov, Y. N., Ehlerová, S. und Palouš, J. ‘Gamma ray bursts versus OB associations: do they trigger star formation?’ *Astron. Astrophys.* **350**: 457–468 (1999)
- Eggleton, P. *Astrophys. J.* **268**: 368+ (1983)
- Ehlerová, S. *HI Shells in Numerical Simulations and in the Milky Way*. Dissertation, Mathematische-Physikalische Fakultät, Karls Univeritát Prag (2000)
- Ehlerová, S., Palous, J., Theis, C. und Hensler, G. ‘Fragmentation of expanding shells in spiral and irregular galaxies’. *Astron. Astrophys.* **328**: 121–129 (1997)
- Eichler, D., Livio, M., Piran, T. und Schramm, D. *Nature* **340**: 126+ (1989)
- Elmegreen, B. G. ‘A Q condition for long-range propagating star formation’. *Astrophys. J.* **427**: 384–387 (1994)
- Elmegreen, B. M. ‘The Origin of the Stellar Initial Mass Function’. In ‘From Darkness to Light’, herausgegeben von T. Montmerle und P. André, ASP Conference Series (2000). In press; pre-print under astro-ph/0010582
- Elmegreen, D. M. ‘Spiral structure of the Milky Way and external galaxies’. In ‘IAU Symp. 106: The Milky Way Galaxy’, Bd. 106, (S. 255–270) (1985)
- Endt, P. M. *Nucl. Phys. A* **521**: 1+ (1990)
- Ferguson, A. M. N., Wyse, R. F. G., Gallagher, J. S. und Hunter, D. A. ‘Diffuse Ionized Gas in Spiral Galaxies: Probing Lyman Continuum Photon Leakage From H II Regions?’ *Astron. Journal* **111**: 2265+ (1996)
- Firestone, R. B., Shirley, V. S., Baglin, C. M., Frank Chu, S. Y. und Zipkin, J. *Table of Isotopes*. 8. Aufl. John Wiley & Sons, Inc. (1996)
- Forestini, M., Arnould, M. und Paulus, G. *Astron. Astrophys.* **252**: 597 (1991)
- Frantsman, Y. *Sov. Astron. Soc. Pac.* **94**(5): 565 (1989)
- Fukuda, I. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **94**: 271 (1982)
- Gallino, R., Arlandini, C., Busso, M. und Lugaro, M. *Astrophys. J.* **497**: 388 (1998)
- Garcia-Segura, G., Langer, N. und Mac Low, M. . ‘The hydrodynamic evolution of circumstellar gas around massive stars. II. The impact of the time sequence O star -> RSG -> WR star.’ *Astron. Astrophys.* **316**: 133–146 (1996a)
- Garcia-Segura, G. und Mac Low, M. ‘Wolf-Rayet Bubbles. I. Analytic Solutions’. *Astrophys. J.* **455**: 145+ (1995a)
- Garcia-Segura, G. und Mac Low, M. ‘Wolf-Rayet Bubbles. II. Gasdynamical Situations’. *Astrophys. J.* **455**: 160+ (1995b)
- Garcia-Segura, G., Mac Low, M. . und Langer, N. ‘The dynamical evolution of circumstellar gas around massive stars. I. The impact of the time sequence Ostar -> LBV -> WR star.’ *Astron. Astrophys.* **305**: 229+ (1996b)
- Garibdzhanyan, A., Gasparyan, K. und Oganesyanyan, R. *Astrofizika* **20**(2): 245 – 261 (1984)
- Garmany, C., Conti, P. und Massey, P. *Astrophys. J.* **242**: 1063+ (1980)
- Garmany, C. D., Conti, P. S. und Chiosi, C. ‘The initial mass function for massive stars’. *Astrophys. J.* **263**: 777–790 (1982)
- Garmany, C. D. und Stencel, R. E. ‘Galactic OB associations in the northern Milky Way Galaxy. I - Longitudes 55 deg to 150 deg’. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **94**: 211–244 (1992)
- Gehrels, N., Chipman, E. und Kniffen, D. ‘The Compton Gamma Ray Observatory’. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **92**: 351 (1994)
- Green, D. In ‘Supernovae and Supernova Remnants’, herausgegeben von R. McCray und Z. Wang, Bd. 145 von *IAU Colloquium*, (S. 419+) (1996)

- Green, D. 'A Catalogue of Galactic Supernova Remnants (2000 August version)'. available on the World-Wide-Web at "http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/" (2000)
- Hamann, W. und Koesterke, L. *Astron. Astrophys.* **333**: 251+ (1998)
- Hansen, B. M. S. 'On the Frequency and Remnants of Hypernovae'. *Astrophys. J., Lett.* **512**: L117–L120 (1999)
- Heger, A. (2000). Priv. comm.
- Heiles, C. 'H I shells and supershells'. *Astrophys. J.* **229**: 533–537 (1979)
- Heiles, C. 'H I shells, supershells, shell-like objects, and 'worms''. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **55**: 585–595 (1984)
- Herbig, G. H. 'The Interstellar Line Spectrum of Zeta Ophiuchi'. *Zeitschrift Astrophysics* **68**: 243+ (1968)
- Hernanz, M., José, J., Coc, A., Gómez-Gomar, J. und Isern, J. 'Production of radioisotopes in novae'. In 'Astronomy with Radioactivities', herausgegeben von R. Diehl und D. Hartmann, Bd. 274 von *MPE Report*, (S. 111 – 116). MPE Garching (1999). Workshop Proc., Schloß Ringberg
- Herrero, A., Kudritzki, R., Vilchez, J., Kunze, D., Butler, K. und Haser, S. *Astron. Astrophys.* **261**: 209 (1992)
- Herrero, A., Puls, J. und Villamariz, M. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **354**: 193 (2000)
- Herwig, F., Blöcker, T., Schönbrener, D. und El Eid, M. *Astron. Astrophys.* **324**: L81+ (1997)
- Higdon, J. C. 'The Cygnus 'superbubble' - A supernova explosion in a tenuous intercloud medium'. *Astrophys. J.* **244**: 88–93 (1981)
- Hix, W. und Thielemann, F. *Astrophys. J.* **460**: 869 (1996)
- Hoag, A. A. und Applequist, N. L. 'Distance Moduli of Open Clusters.' *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **12**: 215+ (1965)
- Hogeveen, S. Dissertation, Univ. of Amsterdam (1991)
- Hogeveen, S. *Astrophys. Space. Sci.* **196**: 299+ (1992)
- Horwarth, I. und Prinja, R. 'The Stellar Winds of 203 galactic O Stars: A quantitative Ultraviolet Survey'. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **69**: 527 – 592 (1989)
- Hou, J. L., Prantzos, N. und Boissier, S. 'Abundance gradients and their evolution in the Milky Way disk'. *Astron. Astrophys.* **362**: 921–936 (2000)
- Hubeny, I. 'Stellar Atmospheres Theory: an Introduction'. In 'Stellar Atmospheres: Theory and Observations', (S. 1+) (1997)
- Humphreys, R. M. und McElroy, D. B. 'The initial mass function for massive stars in the Galaxy and the Magellanic Clouds'. *Astrophys. J.* **284**: 565–577 (1984)
- Hurley, J., Pols, O. und Tout, C. 'Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity'. *in press by MNRAS* (2000). Astro-ph/0001295
- Iben, J. *Phys. Rep.* **250**: 2 (1995)
- Iben, J. und Renzini, A. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **21**: 271 (1983)
- Iben, J. und Tutukov, A. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **54**: 335+ (1984)
- Iben, J. und Tutukov, A. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **58**: 661+ (1985)
- Ikeuchi, S. 'Evolution of Supernova Remnants. 1. Interacting Supernova Remnants'. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* (1981)
- Ikeuchi, S. In 'The Local Bubble and Beyond (Proc. of the IAU Coll. No. 166)', herausgegeben von D. Breitschwerdt, M. J. Freyberg und J. Trümper, (S. 399–407). Springer-Verlag (1997)
- Ikhsanov, R. N. *Soviet Astronomy* **4**: 923+ (1960)
- Itoh, H. und Fabian, A. C. 'The effect of a circumstellar medium on the evolution of young remnants of Type II supernovae'. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* (1984)

- Iyudin, A. F., Diehl, R., Bloemen, H., Hermsen, W., Lichti, G. G., Morris, D., Ryan, J., Schoenfelder, V., Steinle, H., Varendorff, M., de Vries, C. und Winkler, C. 'COMPTEL observations of Ti-44 gamma-ray line emission from CAS A'. *Astron. Astrophys.* **284**: L1–L4 (1994)
- Janka, H., Eberl, T., Ruffert, M. und Fryer, C. *Astrophys. J.* **527**: L39+ (1999)
- Jones, T. W., Rudnick, L., Jun, B., Borkowski, K. J., Dubner, G., Frail, D. A., Kang, H., Kassim, N. E. und McCray, R. '10⁵¹ Ergs: The Evolution of Shell Supernova Remnants'. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **110**: 125–151 (1998)
- José, J., Hernanz, M. und Coc, A. *Astrophys. J.* **479**: L55+ (1997)
- Kanbach, G. und MEGA Collaboration. 'MEGA - A Next-Generation Compton Telescope for Medium Energy Gamma-Ray Astronomy'. *AAS/High Energy Astrophysics Division* **32**: 1606+ (2000)
- Kaufer, A., Szeifert, T., Krenzin, R., Baschek, B. und Wolf, B. 'The galactic abundance gradients traced by B-type stars'. *Astron. Astrophys.* **289**: 740–748 (1994)
- Keil, W., Janka, H. . und Mueller, E. 'Ledoux Convection in Protoneutron Stars—A Clue to Supernova Nucleosynthesis?' *Astrophys. J., Lett.* **473**: L111–+ (1996)
- Kercek, A., Hillebrandt, W. und Truran, J. W. 'Three-dimensional simulations of classical novae'. *Astron. Astrophys.* **345**: 831–840 (1999)
- Kippenhahn, R., Ruschenplatt, G. und Thomas, H. *Astron. Astrophys.* **91**: 175+ (1980)
- Kippenhahn, R. und Weigert, A. *Zeitschrift f. Astrop.* **66**: 58+ (1967)
- Knödseder, J. *Untersuchung spezieller Regionen mit 1.8 MeV Linienemission von radioaktivem ²⁶Al*. Diplomarbeit, Technische Univ. München (1994)
- Knödseder, J. *The Origin of ²⁶Al in the Galaxy*. Doktorarbeit, Univ. Paul Sabatier Toulouse (1997)
- Knödseder, J. 'Cygnus OB2 - a young globular cluster in the Milky Way'. *Astron. Astrophys.* **360**: 539–548 (2000)
- Knödseder, J., Bennett, K., Bloemen, H., Diehl, R., Hermsen, W., Oberlack, U., Ryan, J., Schönfelder, V. und von Ballmoos, P. 'A multiwavelength comparison of COMPTEL 1.8 MeV ²⁶Al line data'. *Astron. Astrophys.* **344**: 68–82 (1999a)
- Knödseder, J., Dixon, D., Bennett, K., Bloemen, H., Diehl, R., Hermsen, W., Oberlack, U., Ryan, J., Schönfelder, V. und von Ballmoos, P. 'Image reconstruction of COMPTEL 1.8 MeV (26) AL line data'. *Astron. Astrophys.* **345**: 813–825 (1999b)
- Knoll, G. *Radiation detection and measurement*. 2. Aufl. Wiley - New York (1989). ISBN 0-471-495
- Kogut, A., Banday, A. J., Bennett, C. L., Gorski, K. M., Hinshaw, G. und Reach, W. T. 'High-Latitude Galactic Emission in the COBE Differential Microwave Radiometer 2 Year Sky Maps'. *Astrophys. J.* **460**: 1+ (1996)
- Kolb, U. und Politano, M. *Astron. Astrophys.* **319**: 909+ (1997)
- Kompaneets, A. S. *Soviet. Phys. Dokl.* **5**: 46+ (1960)
- Koo, B. und McKee, C. F. 'Dynamics of wind bubbles and superbubbles. I - Slow winds and fast winds'. *Astrophys. J.* **388**: 93–126 (1992a)
- Koo, B. und McKee, C. F. 'Dynamics of Wind Bubbles and Superbubbles. II. Analytic Theory'. *Astrophys. J.* **388**: 103+ (1992b)
- Kretschmer, K. *Modelle zum Verständnis der Nukleosynthese in Sternassoziationen*. Diplomarbeit, Technische Univ. München (2000)
- Kroupa, P. 'The Stellar Mass Function (invited review)'. In 'ASP Conf. Ser. 134: Brown Dwarfs and Extrasolar Planets', (S. 483+) (1998)
- Kroupa, P., Gilmore, G. und Tout, C. A. 'The effects of unresolved binary stars on the determination of the stellar mass function'. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **251**: 293–302 (1991)
- Kurucz, R. L. 'Progress on model atmospheres and line data'. In 'IAU Symposium', Bd. 189, (S. 217+) (1998)
- Lamers, H., Maeder, A., Schmutz, W. und Cassinelli, J. *Astrophys. J.* **368**: 538 (1991)

- Lamers, H. J. G. L. M. und Leitherer, C. ‘What are the mass-loss rates of O stars?’ *Astrophys. J.* **412**: 771–791 (1993)
- Langer, N. (S. 1 – 14). Cambridge Univ. Press, Cambridge (1994)
- Langer, N., Braun, H. und Fliegner, J. ‘The Production of Circumstellar ^{26}Al by Massive Stars’. *Astrophys. Space. Sci.* **224**: 275–278 (1995)
- Langer, N., Braun, H. und Wellstein, S. ‘Massive Close Binaries as Source of Galactic ^{26}Al ’. In ‘Proceedings of the 9th workshop on Nuclear Astrophysics’, (S. 18+) (1998)
- Langer, N., Fliegner, J., Heger, A. und Woosley, S. ‘Nucleosynthesis in rotating massive stars’. *Nucl. Phys. A* **621**: 457c–466c (1997)
- Langer, N., Hamann, W.-R., Lennon, M., Najarro, F., Pauldrach, A. und Puls, J. ‘Towards an understanding of very massive stars. A new evolutionary scenario relating O stars, LBVs and Wolf-Rayet stars’. *Astron. Astrophys.* **290**: 819 – 833 (1994)
- Langer, N., Heger, A., Wellstein, S. und Herwig, F. ‘Mixing and Nucleosynthesis in rotating TP-AGB stars’. *Astron. Astrophys.* **346**: L37 – L40 (1999)
- Lattanzio, J. In ‘Nuclei in the Cosmos III’, herausgegeben von M. Busso, C. Gallino und C. Raiteri, Bd. 321 von *AIP Conf. Proc.*, (S. 353 – 364). AIP, New York (1995)
- Lattanzio, J., Frost, C., Cannon, R. und Wood, P. ‘Hot Bottom Burning in 6 M_{\odot} Stellar Modes’. *Nucl. Phys. A* (S. 435c–438c) (1997)
- Lattanzio, J. C. ‘S-process nucleosynthesis on the asymptotic giant branch’. *Proceedings of the Astronomical Society of Australia* **10**: 99–103 (1992)
- Leising, M. D. ‘Hard emission from classical novae’. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **97**: 299–301 (1993)
- Leitherer, C., Robert, C. und Drissen, L. ‘Deposition of Mass, Momentum and Energy by massive Stars into the Interstellar Medium’. *Astrophys. J.* **401**: 596 – 617 (1992)
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., Delgado, R. M. G. ., Robert, C., Kune, D. F., de Mello, D. . F., Devost, D. und Heckman, T. M. ‘Starburst99: Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation’. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **123**: 3–40 (1999)
- Lentz, E. J., Branch, D. und Baron, E. ‘Monte Carlo Simulation of the Galactic ^{26}Al Gamma-Ray Map’. *Astrophys. J.* **512**: 678–682 (1999)
- Leung, H. O. und Thaddeus, P. ‘A complete CO survey of the Cygnus X region’. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **81**: 267–301 (1992)
- Limongi, M., Straniero, O. und Chieffi, A. ‘Massive Stars in the Range 13 - 15 M_{\odot} : Evolution and Nucleosynthesis. II. The Solar Metallicity Models.’ *in press by ApJS* (2000)
- Livio, M. und Truran, J. *Astrophys. J.* **425**: 797+ (1994)
- Longair, M. S. *High Energy Astrophysics, Vol. 1*. 2. Aufl. Cambridge University Press (1992)
- Loredo, T. In ‘Maximum Entropy and Bayesian Methods’, herausgegeben von P. Fougère, Bd. 39 von *The Fundamental Theories of Physics: Their Clarification, Development and Application*, (S. 81 – 142). Kluwer Academic Publishers (1990)
- Lozinskaya, T. und Sitnik, T. *Soviet Astron. Let.* **14**: 100+ (1988)
- Lucy, L. und Solomon, P. *Astrophys. J.* **159**: 879 (1970)
- Maeder, A. . ‘Stellar evolution with rotation IV: von Zeipel’s theorem and anisotropic losses of mass and angular momentum’. *Astron. Astrophys.* **347**: 185–193 (1999)
- Maeder, A. *Astron. Astrophys.* **264**: 105+ (1992)
- Maeder, A. ‘Stellar evolution with rotation. II. A new approach for shear mixing.’ *Astron. Astrophys.* **321**: 134–144 (1997)
- Maeder, A. und Conti, P. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **32**: 227 (1994)
- Maeder, A. und Meynet, G. ‘Grids of evolutionary models of massive stars with mass loss and overshooting - Properties of Wolf-Rayet stars sensitive to overshooting’. *Astron. Astrophys.* **182**: 243–263 (1987)

- Maeder, A. und Meynet, G. 'Tables of evolutionary star models from 0.85 to 120 solar masses with overshooting and mass loss'. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **76**: 411–425 (1988)
- Maeder, A. und Meynet, G. 'New models of Wolf-Rayet stars and comparison with data in galaxies'. *Astron. Astrophys.* **287**: 803–816 (1994)
- Maeder, A. und Meynet, G. 'Stellar evolution with rotation. VI. The Eddington and Omega -limits, the rotational mass loss for OB and LBV stars'. *Astron. Astrophys.* **361**: 159–166 (2000)
- Maeder, A. und Zahn, J. 'Stellar evolution with rotation. III. Meridional circulation with μ -gradients and non-stationarity'. *Astron. Astrophys.* **334**: 1000–1006 (1998)
- Mahoney, W. A., Ling, J. C., Wheaton, W. A. und Jacobson, A. S. "'HEAO 3 discovery of Al-26 in the interstellar medium". *Astrophys. J.* **286**: 578–585 (1984)
- Malet, I., Montmerle, T. und von Ballmoos, P. 'A two-dimensional thin hot plasma model for the distribution of Al-26 gamma-rays'. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **97**: 137+ (1993)
- Malkov, O. und Zinnecker, H. 'Binary stars and the fundamental initial mass function'. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **321**: 149–154 (2001)
- Markarjan. *Arm. Dokl.* **15**: 13+ (1952)
- Mason, B., Gies, D., Hartkopf, W., Bagnuolo, W. j., Brummelaar, T. und McAlister, H. 'ICCD Spekle Observations of Binary Stars XIX. An Astrometric/Spectroscopic Survey of O Stars'. *Astron. Journal* **115**: 821 – 847 (1998)
- Massey, P., Johnson, K. E. und Degioia-Eastwood, K. 'The Initial Mass Function and Massive Star Evolution in the OB Associations of the Northern Milky Way'. *Astrophys. J.* **454**: 151+ (1995)
- Massey, P. und Johnson, O. *Astrophys. J.* **505**: 793+ (1998)
- Massey, P. und Thompson, A. B. 'Massive stars in CYG OB2'. *Astron. Journal* **101**: 1408–1428 (1991)
- Mathis, J. S. 'The Warm Ionized Medium in the Milky Way and Other Galaxies'. *Astrophys. J.* **544**: 347–355 (2000)
- McKee, C. F. und Begelman, M. C. 'Steady evaporation and condensation of isolated clouds in hot plasma'. *Astrophys. J.* **358**: 392–398 (1990)
- McKee, C. F. und Cowie, L. L. 'The evaporation of spherical clouds in a hot gas. II - Effects of radiation'. *Astrophys. J.* **215**: 213–225 (1977)
- McKee, C. F. und Ostriker, J. P. 'A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate'. *Astrophys. J.* **218**: 148–169 (1977)
- McNamara, D. H., Madsen, J. B., Barnes, J. und Ericksen, B. F. 'The Distance to the Galactic Center'. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **112**: 202–216 (2000)
- Merrill, S. P. W. 'Spectroscopic Observations of Stars of Class'. *Astrophys. J.* **116**: 21+ (1952)
- Meynet, G. und Arnould, M. 'Wolf-Rayet Stars as Generators of ^{26}Al '. In 'Origin and Evolution of the Elements', (S. 539 – 542) (1993)
- Meynet, G. und Arnould, M. 'Wolf-Rayet Stars and Radioisotope Production'. In 'Astronomy with Radioactivities', herausgegeben von R. Diehl und D. Hartmann, Bd. 274 von *MPE Report*, (S. 85–93). MPE Garching (1999). Workshop Proc., Schloss Ringberg
- Meynet, G., Arnould, M., Prantzos, N. und Paulus, G. 'Contribution of Wolf-Rayet stars to the synthesis of ^{26}Al . I. The γ -ray connection.' *Astron. Astrophys.* **320**: 460–468 (1997)
- Meynet, G. und Maeder, A. 'Stellar evolution with rotation. I. The computational method and the inhibiting effect of the μ -gradient.' *Astron. Astrophys.* **321**: 465–476 (1997)
- Meynet, G. und Maeder, A. 'Stellar evolution with rotation. V. Changes in all the outputs of massive star models'. *Astron. Astrophys.* **361**: 101–120 (2000)
- Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., Schaerer, D. und Charbonnel, C. 'Grids of massive stars with high mass loss rates. V. From 12 to 120 M_{sun} at $Z=0.001, 0.004, 0.008, 0.020$ and 0.040 '. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **103**: 97–105 (1994)
- Morgan, W. W., Whitford, A. E. und Code, A. D. 'Studies in Galactic Structure. I. a Preliminary Determination of the Space Distribution of the Blue Giants.' *Astrophys. J.* **118**: 318+ (1953)

- Mouschovias, T. ‘Role of magnetic fields in the early stages of star formation’. In ‘The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium’, herausgegeben von C. H. . P. S. A. Ferrara, C.F. McKee, Bd. 80 von *ASP Conference Series*. ASP (1991)
- Mowlavi, N. ‘On the third dredge-up phenomenon in asymptotic giant branch stars’. *Astron. Astrophys.* **344**: 617–631 (1999)
- Mowlavi, N. und Meynet, G. ‘Aluminum 26 production in asymptotic giant branch stars’. *in press by aa* (2000). Priv. comm.
- Münch, L. und Morgan, W. W. ‘A Probable Clustering of Blue Giants in Cygnus.’ *Astrophys. J.* **118**: 161+ (1953)
- Nakano, T. ‘Star Formation in Magnetic Clouds’. *Astrophys. J.* **494**: 587 – 604 (1998)
- Naya, J., Barthelmy, S., Bartlett, L., Gehrels, N., Leventhal, M., Parsons, A., Teegarden, B. und Tueller, J. ‘Detection of high-velocity ^{26}Al towards the Galactic Centre.’ *Nature* **384**: 44–46 (1996)
- Neo, S., Miyaji, S., Nomoto, K. und Sugimoto, D. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **29**: 249+ (1977)
- Nieuwenhuijzen, H. und de Jager, C. ‘Parameterization of stellar rates of mass loss as functions of the fundamental stellar parameters M, L and R’. *Astron. Astrophys.* **231**: 134 – 136 (1990)
- Nøgaard, H. *Astrophys. J.* **236**: 895 (1980)
- Nomoto, K. *Astrophys. J.* **277**: 791+ (1984)
- Nomoto, K. und Hashimoto, M. *Phys. Rep.* **163**: 13 (1988)
- Norberg, P. und Maeder, A. ‘On the Formation of Massive Stars by Accretion’. *to be published by A&A; astro-ph/0005535* (2000)
- Nugis, T., Crowther, P. A. und Willis, A. J. ‘Clumping-corrected mass-loss rates of Wolf-Rayet stars’. *Astron. Astrophys.* **333**: 956–969 (1998)
- Oberlack, U. *Über die Natur der galaktischen ^{26}Al -Quellen - Untersuchung des 1,8-MeV-Himmels mit COMPTEL*. Dissertation, Technische Universität München, Germany (1997)
- Ødegaard, K. STScI CD-ROM 1996 (1996)
- Öpik, E. *Proc. Roy. Irish Acad.* **A54**: 49 (1951)
- Paczynski, B. *Acta Astron.* **17**: 355+ (1967)
- Paczynski, B. *Astrophys. J.* **494**: L45+ (1998)
- Palouš, J. In ‘The Magellanic Clouds and other Dwarf Galaxies (Bonn-Bochum Graduiertenkolleg Workshop)’, herausgegeben von T. Richtler und J. M. Braun, (S. 67–75). Shaker-Verlag (1998)
- Pantin, E. und Starck, J. . ‘Deconvolution of astronomical images using the multiscale maximum entropy method.’ *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **118**: 575–585 (1996)
- Parizot, E., Casse, M. und Vangioni-Flam, E. ‘Wolf-Rayet stars and OB associations as gamma-ray line sources’. *Astron. Astrophys.* **328**: 107–120 (1997)
- Peery, B. F. ‘Technetium Stars“. *Astrophys. J., Lett.* **163**: L1–+ (1971)
- Pikel’Ner, S. B. ‘Structure and Dynamics of the Interstellar Medium’. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **6**: 165+ (1968)
- Plüschke, S. ‘New Version of BGDLINE’. *Techn. Ber. COM-RP-MPE-DRG-177*, MPE Garching (1998)
- Plüschke, S. ‘Studie of outliers in activation background’ (2001). Beitrag COMPTEL Team Meeting Jan. 2001
- Podsiadlowski, P., Joss, P. C. und Hsu, J. J. L. ‘Presupernova evolution in massive interacting binaries’. *Astrophys. J.* **391**: 246–264 (1992)
- Politano, M., Starrfield, S., Truran, J. W., Weiss, A. und Sparks, W. M. ‘Hydrodynamic Studies of Accretion onto Massive White Dwarfs: ONeMg-enriched Nova Outbursts. I. Dependence on White Dwarf Mass’. *Astrophys. J.* **448**: 807+ (1995)
- Portinari, L., Chiosi, C. und Bressan, A. *Astron. Astrophys.* **334**: 505+ (1998)

- Prantzos, N. 'Production and distribution of Al-26 in the Galaxy - The role of massive stars'. In 'AIP Conf. Proc. 232: Gamma-Ray Line Astrophysics', (S. 129–148) (1991)
- Prantzos, N. und Diehl, R. 'Radioactive ^{26}Al in the galaxy: observations versus theory'. *Phys. Rep.* **267**: 1–69 (1996)
- Press, W. e. a. *Numerical Recipes in FORTRAN*. 2. Aufl. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1992)
- Prialnik, D. und Shara, M. *Astron. Journal* **109**: 1735+ (1995)
- Prinja, R., Barlow, M. und Horwarth, I. 'Terminal Velocities for a large Sample of O Stars, B Supergiants and Wolf-Rayet Stars'. *Astrophys. J.* **361**: 607 – 620 (1990)
- Prinja, R. K. und Crowther, P. A. 'HSTUV measurements of wind structure and velocities in Local Group OB stars'. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **300**: 828–836 (1998)
- Puetter, R. In 'Proc. of the 11th Florida Workshop on Non-linear Astronomy and Physics', Univ. of Florida (1995)
- Reddish, V. C., Lawrence, L. C. und Pratt, N. M. 'The Cygnus II Association.' *Publications of the Royal Observatory of Edinburgh* **5**: 111–180 (1966)
- Reid, M. J. 'The distance to the center of the Galaxy'. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **31**: 345–372 (1993)
- Reynolds, R. J. 'Line integrals of n_e and n_e^2 at high Galactic latitude'. *Astrophys. J., Lett.* **372**: L17–L20 (1991)
- Reynolds, S. P. und Chevalier, R. 'Evolution of pulsar-driven supernova remnants'. *Astrophys. J.* (1984)
- Rolfs, C. und Rodney, W. *Claudrons in the Cosmos*. Univ. of Chicago Press., Chicago, London (1988). 1. Auflage
- Rolleston, W. R. J., Smartt, S. J., Dufton, P. L. und Ryans, R. S. I. 'The Galactic metallicity gradient'. *Astron. Astrophys.* **363**: 537–554 (2000)
- Rozyczka, M. 'Two-dimensional models of stellar wind bubbles. I - Numerical methods and their application to the investigation of outer shell instabilities'. *Astron. Astrophys.* **143**: 59–71 (1985)
- Rozyczka, M. und Tenorio-Tagle, G. 'Two-Dimensional Models of Stellar Wind Bubbles - Part Three - Self-Confining Flows in Media with Strong Density Gradients'. *Astron. Astrophys.* **147**: 209+ (1985a)
- Rozyczka, M. und Tenorio-Tagle, G. 'Two-dimensional models of stellar wind bubbles. II - Variable mass-loss rates and the possibility of outer-shell fragmentation in relation to the origin of interstellar bullets.' *Astron. Astrophys.* **147**: 202–226 (1985b)
- Rozyczka, M. und Tenorio-Tagle, G. 'Two dimensional models of stellar wind bubbles IV. Properties of bow shocks around cloudlets immersed in free wind regions'. *Astron. Astrophys.* **147**: 220+ (1985c)
- Rozyczka, M., Tenorio-Tagle, G., Franco, J. und Bodenheimer, P. 'On the evolution of supernova remnants. III - Off-centred supernova explosions in pre-existing wind-driven bubbles'. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **261**: 674–680 (1993)
- Ruprecht, J. *IAU Transactions* (1966a)
- Ruprecht, J. 'Classification of open star clusters'. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia* **17**: 33+ (1966b)
- Ryan, J., Connors, A., Forrest, D., Lockwood, J., Loomis, M., McConnell, M., Morris, D., Collmar, W., Diehl, R., Lichti, G., Rank, G., Schonfelder, V., Steinle, H., Strong, A., Varendorff, M., den Herder, J. W., Swanenburg, B. N., de Vries, C., Bennett, K., Hanlon, L., Winkler, C. und Debrunner, H. 'COMPTEL Measurements of the Impulsive Flares of 1991 June 9 and 11.' In 'American Astronomical Society Meeting', Bd. 180, (S. 3408+) (1992)
- Saken, J., Shull, J., Garmany, C., Nichols-Bohlin, J. und Fesen, R. *Astrophys. J.* **397**: 537 – 541 (1992)
- Salpeter, E. *Astrophys. J.* **115**: 326 (1952)
- Salpeter, E. E. 'The Luminosity Function and Stellar Evolution.' *Astrophys. J.* **121**: 161+ (1955)
- Scalo, J. M. 'The stellar initial mass function'. *Fundamentals of Cosmic Physics* **11**: 1–278 (1986)

- Scalo, J. S. In 'The Stellar Initial Mass Function', herausgegeben von G. Gilmore und D. Howell, Bd. 142 von *ASP Conf. Series*, (S. 201+) (1998)
- Schaerer, D. und de Koter, A. 'Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. III. Spectral evolution and revised ionizing fluxes of O3-B0 stars.' *Astron. Astrophys.* **322**: 598–614 (1997)
- Schaerer, D., de Koter, A., Schmutz, W. und Maeder, A. 'Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. I. Interior evolution and wind properties on the main sequence.' *Astron. Astrophys.* **310**: 837–848 (1996a)
- Schaerer, D., de Koter, A., Schmutz, W. und Maeder, A. 'Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. II. Spectral evolution on the main sequence.' *Astron. Astrophys.* **312**: 475–495 (1996b)
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G. und Maeder, A. 'New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at $Z = 0.020$ and $Z = 0.001$ '. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **96**: 269–331 (1992)
- Schmidt, K. H. 'Verzeichnis von 63 O- und B-Sterngruppen.' *Astronomische Nachrichten* **284**: 76–78 (1958)
- Schönfelder, V., Aarts, H., Bennett, K., de Boer, H., Clear, J., Collmar, W., Connors, A. und Deerenberg, A. 'Instrument description and performance of the imaging gamma-ray telescope COMPTEL aboard NASA's Compton Gamma-Ray Observatory'. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **86**: 657 (1993)
- Sedov, L. I. *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, New York: Academic Press, 1959 (1959)
- Shannon, C. *Techn. Ber. 27*, Bell System Tech. J. (1948a)
- Shannon, C. *Techn. Ber. 27*, Bell System Tech. J. (1948b)
- Shara, M. *Astron. Journal* **107**: 1546+ (1994)
- Shara, M. und Prialnik, D. *Astron. Journal* **107**: 1542+ (1994)
- Share, G. H., Kinzer, R. L., Kurfess, J. D., Forrest, D. J., Chupp, E. L. und Rieger, E. 'Detection of galactic Al-26 gamma radiation by the SMM spectrometer'. *Astrophys. J., Lett.* **292**: L61–L65 (1985)
- Shull, J. und Saken, J. *Astrophys. J.* **444**: 663 – 671 (1995)
- Skilling, J. In 'Maximum Entropy and Bayesian Methods', herausgegeben von J. Skilling, (S. 45 – 52). Kluwer Academic (1989)
- Skilling, J. und Bryan, R. K. 'Maximum Entropy Image Reconstruction - General Algorithm'. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **211**: 111+ (1984)
- Snowden, S. L., Egger, R., Freyberg, M. J., McCammon, D., Plucinsky, P. P., Sanders, W. T., Schmitt, J. H. M. M., Truemper, J. und Voges, W. 'ROSAT Survey Diffuse X-Ray Background Maps. II.' *Astrophys. J.* **485**: 125+ (1997)
- Snowden, S. L., Freyberg, M. J., Plucinsky, P. P., Schmitt, J. H. M. M., Truemper, J., Voges, W., Edgar, R. J., McCammon, D. und Sanders, W. T. 'First Maps of the Soft X-Ray Diffuse Background from the ROSAT XRT/PSPC All-Sky Survey'. *Astrophys. J.* **454**: 643+ (1995)
- Spangler, S. und Cordes, J. *Astrophys. J.* **505**: 766 – 783 (1998)
- Spitzer, L. *Physics of Fully Ionized Gases*. Wiley-Interscience: New York (1962)
- Starrfield, S., Truran, J. W., Politano, M., Sparks, W. M., Nofar, I. und Shaviv, G. '22Na and 26Al production in nova outbursts.' *Phys. Rep.* **227**: 223–234 (1993)
- Starrfield, S., Truran, J. W., Wiescher, M. C. und Sparks, W. M. 'New Studies of Nuclear Decay gamma rays From Novae'. In 'AIP Conf. Proc. 410: Proceedings of the Fourth Compton Symposium', (S. 1130+) (1997)
- Stasinska, G. und Schaerer, D. 'Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. IV. The impact on the ionization structure of single star H II regions.' *Astron. Astrophys.* **322**: 615–623 (1997)

- Strong, A. W., Cabeza-Orcel, P., Bennett, K., Collmar, W., Diehl, R., den Herder, J. W., Hermsen, W., McConnell, G. L. M., Ryan, J., Steinle, H., Schonfelder, V. und Winkler, C. 'Maximum Entropy Imaging and Spectral Deconvolution for COMPTEL'. In 'DATA ANALYSIS IN ASTRONOMY - IV P. 251, 1992', (S. 251+) (1992)
- Taylor, A. R., Wallace, B. J. und Goss, W. M. 'New Galactic plane supernova remnants'. *Astron. Journal* **103**: 931–942 (1992)
- Taylor, G. *Proc. Roy. Soc. London* **101**: 159 (1950)
- Taylor, J. H. und Cordes, J. M. 'Pulsar distances and the galactic distribution of free electrons'. *Astrophys. J.* **411**: 674–684 (1993)
- Tenorio-Tagle, G. und Bodenheimer, P. 'Large-scale expanding superstructures in galaxies'. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **26**: 145–197 (1988)
- Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., Franco, J. und Rozyczka, M. 'On the evolution of supernova remnants. I - Explosions inside pre-existing wind-driven bubbles'. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **244**: 563–576 (1990)
- Tenorio-Tagle, G., Rozyczka, M., Franco, J. und Bodenheimer, P. 'On the evolution of supernova remnants. II - Two-dimensional calculations of explosions inside pre-existing wind-driven bubbles'. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **251**: 318–329 (1991)
- Thielemann, F. und Arnett, W. *Astrophys. J.* **295**: 60 (1985)
- Thielemann, F.-K., Nomoto, K. und Hashimoto, M. 'Core-collapse supernovae and their ejecta'. *Astrophys. J.* **460**: 408 (1996)
- Timmermann, R. *et al. Nucl. Phys. A* **477**: 105 (1988)
- Timmes, F. und Arnett, D. 'The Accuracy, Consistency, and Speed of five Equations of State for Stellar Hydrodynamics'. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **125**: 277 – 294 (1999)
- Timmes, F. und Woosley, S. 'Gamma-Ray Line Signals from ^{26}Al and ^{60}Fe in the Galaxies of the Local Group'. *Astrophys. J.* **481**: L81 – L84 (1997)
- Timmes, F., Woosley, S., Hartmann, D., Hoffman, R., Weaver, T. und Matteucci, F. ' ^{26}Al and ^{60}Fe from Supernova Explosions'. *Astrophys. J.* **449**: 204 – 210 (1995a)
- Timmes, F., Woosley, S. und Weaver, T. 'The Neutron Star and Black Hole Initial Mass Function'. *Astrophys. J.* **457**: 834 – 843 (1996)
- Timmes, F.-X., Woosley, S. E. und Weaver, T. A. 'Galactic chemical evolution: hydrogen through zinc'. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **98**: 617 (1995b)
- Tomisaka, K. und Ikeuchi, S. 'Evolution of superbubble driven by sequential supernova explosions in a plane-stratified gas distribution'. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **38**: 697–715 (1986)
- Torres-Dodgen, A. V., Carroll, M. und Tapia, M. 'UVBY and JHKL-prime photometry of OB stars in the association Cygnus OB2'. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **249**: 1–12 (1991)
- Vacca, W. D., Garmany, C. D. und Shull, J. M. 'The Lyman-Continuum Fluxes and Stellar Parameters of O and Early B-Type Stars'. *Astrophys. J.* **460**: 914+ (1996)
- Van Bever, J. und Vanbeveren, D. *Astron. Astrophys.* **334**: 21 – 28 (1998)
- van den Heuvel, E. und Heise, J. *Nature Phys. Sci.* **239**: 67+ (1972)
- van der Hucht, K. 'VIIth Catalogue of Galactic Wolf-Rayet Stars'. *in press by New Astronomy Rev.* (2000). Available at: <ftp://saturn.sron.nl/pub/karelh/UPLOADS/7thWRCat.dir/7thWRCAT.ps>
- van der Hucht, K. A. *Astron. Astrophys. Rev.* **4**: 123 (1992)
- van der Hucht, K. A., Conti, P. S., Lundstrom, I. und Stenholm, B. 'The Sixth Catalogue of galactic Wolf-Rayet stars, their past and present'. *Space Science Reviews* **28**: 227–306 (1981)
- van der Hucht, K. A., Hidayat, B., Admiranto, A. G., Supelli, K. R. und Doom, C. 'The Galactic distribution and subtype evolution of Wolf-Rayet stars. III'. *Astron. Astrophys.* **199**: 217–234 (1988)
- van Dijk, R. *Gamma-ray observations of X-ray binaries with COMPTEL*. Dissertation, Universiteit van Amsterdam, the Netherlands (1996)

- Vanbeveren, D. und De Loore, C. *Astron. Astrophys.* **290**: 129+ (1994)
- Vanbeveren, D., De Loore, C. und Van Rensbergen, W. 'Massive Stars'. *Astron. Astrophys. Rev.* **9**: 63 – 152 (1998)
- Vanbeveren, D., Herrero, A., Kunze, D. und Van Kerkwijk, M. *Space Sci. Rev.* **66**: 395+ (1994)
- Venn, K. *Astrophys. J.* **518**: 405 (1999)
- Vishniac, E. T. 'The dynamic and gravitational instabilities of spherical shocks'. *Astrophys. J.* **274**: 152–167 (1983)
- Vishniac, E. T. 'Nonlinear instabilities in shock-bounded slabs'. *Astrophys. J.* **428**: 186–208 (1994)
- Walter und Maeder. 'The synthesis of Al-26 in massive stars'. *Astron. Astrophys.* **218**: 123–130 (1989)
- Walter, D., Scowen, P. und Moore, B. 'AN EXPANDING BUBBLE IN SPACE'. STScI-PRC00-04 (2000)
- Walter, H. G. 'HIPPARCOS - eine extraterrestrische Plattform für Astrometrie'. *Sterne und Weltraum* **20**: 56+ (1981)
- Wang, J. . und Hu, J. . 'Spectral classification and reddening in the young open cluster NGC 6913'. *Astron. Astrophys.* **356**: 118–126 (2000)
- Wasserburg, G., Busso, M., Gallino, R. und Raiteri, C. 'Äsymptotic Giant Branch stars as a source of short-lived radioactive nuclei in the solar nebula'. *Astrophys. J.* **424**: 412–428 (1994)
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P. und Moore, R. 'Interstellar bubbles. II - Structure and evolution'. *Astrophys. J.* **218**: 377–395 (1977)
- Weaver, T. und Woosley, S. *Phys. Rep.* **227**: 65 (1993)
- Weaver, T., Woosley, S. und Fuller, G. *Numerical Astrophysics*, (S. 374). Boston: Johns & Bartlett (1985)
- Weaver, T. A., Zimmerman, G. B. und Woosley, S. E. 'Presupernova evolution of massive stars'. *Astrophys. J.* **225**: 1021–1029 (1978)
- Weidenspointner, G. *The Origin of the Cosmic Gamma-Ray Background in the COMPTEL Energy Range*. Dissertation, Technische Universität München (1999)
- Weidenspointner, G., Varendorff, M., Oberlack, U., Morris, D., Plüschke, S., Diehl, R., Kappadath, S. C., McConnell, M., Ryan, J., Schönfelder, V. und Steinle, H. 'The COMPTEL instrumental line background'. *Astron. Astrophys.* **368**: 347–368 (2001)
- Wendker, H. J., Higgs, L. A. und Landecker, T. L. 'The Cygnus X region. XVIII - A detailed investigation of radio-continuum structure on large and small scales'. *Astron. Astrophys.* **241**: 551–580 (1991)
- Willis, A. 'Properties of Wolf-Rayet stars from X-ray to radio data'. In 'Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies', herausgegeben von K. van der Hucht, G. Koenigsberger und P. Eenens, Bd. 193 von *IAU*, (S. 1–12). IAU, IAU (1999)
- Wolfire, M. und Cassinelli, J. *Astrophys. J.* **319**: 850 (1987)
- Woltjer, L. 'Supernova Remnants'. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **10**: 129+ (1972)
- Wooley, S., Arnett, W. und Clayton, D. *Astrophys. J.* **175**: 731 (1972)
- Woosley, S. *Astrophys. J.* **405**: 273+ (1993)
- Woosley, S., Hartmann, D., Hoffman, R. und Haxton, W. *Astrophys. J.* **356**: 272+ (1990)
- Woosley, S. und Heger, A. 'Gamma-Ray Diagnostics of Supernovae'. In 'Astronomy with Radioactivities', herausgegeben von R. Diehl und D. Hartmann, Bd. 274 von *MPE Report*, (S. 133 – 140). MPE Garching (1999). Workshop Proc., Schloß Ringberg
- Woosley, S., Langer, N. und Weaver, T. *Astrophys. J.* **448**: 315+ (1995)
- Woosley, S. und Weaver, T. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **101**: 181 (1995a)
- Woosley, S. und Weaver, T. In 'Nuclei in the Cosmos III', herausgegeben von M. Busso, C. Gallino und C. Raiteri, Bd. 321 von *AIP Conf. Proc.*, (S. 365 – 377). AIP, New York (1995b)
- Woosley, S. E. und MacFadyen, A. I. 'Central engines for gamma-ray bursts'. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **138**: 499–502 (1999)

- Yamada, S., Janka, H. und Suzuki, H. 'Neutrino transport in type II supernovae: Boltzmann solver vs. Monte Carlo method'. *Astron. Astrophys.* **344**: 533–550 (1999)
- Yorke, H. und Krügel, E. *Astron. Astrophys.* **54**: 183 (1977)
- Zahn, J. In 'Astrophysical Processes in Upper MS Stars', herausgegeben von B. Hauck und A. Maeder, 13th Saas-Fee Course, (S. 253+) (1983)
- Zahn, J. 'Circulation and turbulence in rotating stars'. *Astron. Astrophys.* **265**: 115–132 (1992)
- Zanin, C. und Weinberger, R. 'The *Criss-Cross* Nebula: an interaction of the Orion-Eridanus Bubble with a small interstellar cloud.' *Astron. Astrophys.* **324**: 1165–1169 (1997)
- Zurita, A., Rozas, M. und Beckman, J. E. 'The origin of the ionization of the diffuse interstellar medium in spiral galaxies. I. Photometric measurements'. *Astron. Astrophys.* **363**: 9–28 (2000)

Danksagung

Die vorliegende Dissertation basiert auf den Daten eines internationalen Satellitenprojekts, welches zu seiner Verwirklichung eine große Zahl helfender Hände benötigte. Daher sei an dieser Stelle zunächst allen die direkt oder indirekt zum Gelingen der COMPTEL-Mission beigetragen haben mein herzlicher Dank ausgesprochen.

Ich bedanke mich beim Direktorium des *Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik* und bei Herrn Prof. V. Schönfelder für die Möglichkeit, in der Gamma-Gruppe des Instituts zu promovieren. Insbesondere bedanke ich mich bei Herrn Prof. Schönfelder für das fortwährende Interesse an meiner Arbeit und die Ermöglichung der Präsentation der erzielten Ergebnisse auf wissenschaftlichen Konferenzen im In- und Ausland. Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Dr. Roland Diehl, der in der Phase dieser Arbeit ein offenes Ohr sowohl für Vorschläge meinerseits als auch auftretende Probleme hatte. Seine Unterstützung bei der Einarbeitung in das mir bis dato fremde Arbeitsgebiet der Gammalinien-Astronomie und in das Umfeld des COMPTEL-Instruments hat wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Eine wesentliche Hilfe waren auch die regelmäßigen Diskussionen im Verlauf der Arbeit und insbesondere seine Unterstützung in der Abschlußphase.

Mein Dank gilt auch Herrn Dr. Uwe Oberlack, der wesentlichen Anteil an meiner Einarbeitung hatte und in dessen eigener Dissertation meine Arbeit ein solides Fundament vorgefunden hat. Ich danke ihm für die stete Bereitschaft zur Diskussion der erzielten Ergebnisse und für die Einladung im Rahmen eines Gruppenseminars als Gast in seiner Arbeitsgruppe an der Columbia University (New York) zu sprechen.

Neben den herausragenden Vorarbeiten durch Herrn Dr. Oberlack sind waren es insbesondere die hervorragenden Vorarbeiten und die freundschaftliche Zusammenarbeit von und mit Dr. Georg Weidenspointner und Dr. Jürgen Knödseder, welche den guten Fortschritt meiner Arbeit ermöglichten. Ihnen sei dafür mein Dank ausgesprochen.

Eine wesentliche Unterstützung habe ich durch die freundschaftliche Zusammenarbeit und die fortgesetzten Diskussion mit meinen Mit-Doktoranden Trixi Wunderer, Florian Schopper, Robert Andritschke und Andreas Zoglauer erfahren. Frau Trixi Wunderer danke ich für das Lesen von Teilen dieser Arbeit sowie die moralische Unterstützung und die Versorgung mit Nahrung während der Spätschichten. Ein besonderer Dank gilt dem Diplomanden Karsten Kretschmer - nun selbst Doktorand (auf diesem Wege alles Gute und viel Erfolg) - er hat im Rahmen seiner Diplomarbeit mein Modell statistisch untersucht und so die Abschätzung statistischer Fehler bei der Anwendung auf reale Assoziationen ermöglicht.

Im Rahmen wissenschaftlicher Probleme und Fragestellungen insbesondere im Zusammenhang der Entwicklung massereicher Sterne gilt mein Dank Herrn Dr. Georges Meynet und Herrn Prof. Dr. Norbert Langer, welche mir das Verständnis der Nukleosynthese massereicher Sterne in einigen Diskussionen erleichtert haben und mich mit Daten zur Sternentwicklung versorgt haben. Gleiches gilt für Herrn Dr. A. Heger, der mir bei der Modellierung von Kernkollaps-Supernovae mit Rat und Tat zur Seite stand. Ein besonderen Dank möchte ich Herrn Prof. Dr. Dieter Hartmann für viele anregende Gespräche und Diskussionen sowie seine Unterstützung bei der Modellierung des Expansionsverhaltens von Superblasen aussprechen. Ein weiteres Dankeschön gilt Dr. Miguel Cerviño, mit dem ich im vergangenen Jahr mein Populationssynthese-Modell diskutieren konnte. Insbesondere der Vergleich mit dem von ihm weiter entwickelten alternativen Populationssynthese-Modell war sehr hilfreich. Ich freue mich auf eine in nächster Zukunft intensivere Zusammenarbeit.

An dieser Stelle möchte ich der gesamten Gamma-Gruppe des MPE für die freundliche Aufnahme, die vielen freundschaftlichen Gespräche sowie die Unterstützung bei der Auswertung der COMPTEL-Daten danken. Mein besonderer Dank gilt hier Herrn Dr. Werner Collmar und Herrn Dr. Andrew Strong, die mir bei Problemen mit COMPTEL-Auswertungssoftware jederzeit unterstützend zur Seite standen. Herrn Dr. Robert Georgii danke ich für die Zusammenarbeit bei der Auswertung der Beobachtungsdaten der Typ Ia Supernova SN1998bu. Nicht vergessen möchte die „Standardprozessierungs-Gruppe“ um Herrn T. van Sant und Frau Doina Rehm, welche die COMPTEL Rohdaten in wissenschaftlich verwertbare Form gebracht haben. Herrn Prof. Dr. M. McConnell danke ich für die Unterstützung bei der Erzeugung von Punktbildfunktionen - speziell für die SN1998bu-Beobachtungen.

Da sowohl für die Auswertung der Daten als auch für die Modellierung eine funktionierende Rechnerumgebung unablässig ist, möchte an dieser Stelle DV-Gruppe des MPE und hier besonders Herrn Lars Klose sowie dem Rechenzentrum, für die doch meist prompte Abhilfe bei etwaigen Problemen danken.

Ein ganz besonderer Dank gebührt meiner Verlobten Stephanie Löw für die langjährige Unterstützung, die Geduld und Ausdauer trotz der räumlichen Trennung, das Verständnis trotz eigener Schwierigkeiten sowie schöne Zeit, die wir immer wieder zwischen durch hatten - „Es ist vollbracht !!!“

Nicht vergessen möchte ich selbstverständlich meine Eltern und meinen Bruder, denen ich für die moralische und finanzielle Unterstützung besonders während der Spätphase sehr dankbar bin.

Schließlich möchte ich meinen Freunden Nino Bahn, Petra Speckner und Uli Vollmer danken; sie haben sehr dazu beigetragen, daß ich mich in München daheimgefühlt habe. Dies bezüglich gilt mein Dank auch A. Jäck, W. Harschagi, L. & R. Hiefinger, E. & U. Merkl sowie den anderen Chormitgliedern der Gemeinde St. Emmeram/Englschalking.