

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

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Jörg Fischera  
aus Oldenburg in Oldenburg

Tag der mündl. Prüfung 11.12.2000



# Infrarotemission der SN 1987A nach 11 Jahren

Gutachter: Prof. Dr. Heinrich J. Völk  
Prof. Dr. Ulrich Platt



## Kurzfassung

Anhand von Beobachtungen der SN 1987A im mittleren Infrarot, die mit dem *Infrared Space Observatory (ISO)* 11 Jahre nach dem Supernovaausbruch durchgeführt wurden, wird die mögliche Staubemission der in der Supernova gebildeten Kondensate und der schon vorher vorhandenen zirkumstellaren Staubteilchen untersucht. Hierfür wird ein Staubmodell verwendet, das das Temperaturverhalten sphärischer Staubteilchen bei stochastischer Erwärmung durch Photonen und/oder Stöße in einem heißen Gas realistisch beschreibt.

Die Ausdehnung und Form der Quelle sowie die absoluten Koordinaten, die akkurat relativ zu einem im Beobachtungsfeld befindlichen Stern bestimmt werden, deuten darauf hin, dass es sich vorwiegend um zirkumstellare Emission handelt.

Eine natürliche Erklärung der gemessenen Flüsse stellt die Emission von Staubteilchen dar, die durch Stöße im Gas hinter der äußeren Stoßwelle erwärmt werden. Verglichen mit Röntgenmessungen beträgt das Staub-Gas-Massenverhältnis lediglich  $\sim 0.01\%$ . Dieses geringe Staubvorkommen kann zum großen Teil auf Verdampfung zirkumstellarer Staubteilchen zu Beginn der Supernovaexplosion und auf Prozesse wie Sputtering hinter der Stoßwelle zurückgeführt werden.

Die oberen Grenzwerte der Staubmassen an sphärischen Supernovakondensaten aus Silikat, Graphit, Siliziumkarbid und Eisen, die mit klumpigem radioaktiven Material aus der Supernovaexplosion miteinander vermischt sind und vorwiegend im mittleren Infrarot emittieren, sind  $7 \cdot 10^{-7}$ ,  $1.5 \cdot 10^{-6}$ ,  $1.5 \cdot 10^{-3}$  und  $3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ .

## Abstract

Measurements of the mid-infrared (MIR) emission from SN 1987A, made using the *Infrared Space Observatory (ISO)* 11 years after the outburst, are used to investigate potential emissions from dust condensates in the supernova ejecta and from pre-existing grains in the circumstellar medium. The MIR emission is modelled in terms of stochastic heating through photon absorption and/or collisions in a hot gas.

Both the derived angular size and shape of the source, and its position (accurately determined using offsets from an infrared emitting star) suggest a predominantly circumstellar origin for the emission.

Stochastic emission from collisionally heated grains in the shocked gas downstream of the blastwave provides a natural explanation for the amplitude and colours of the MIR measurements. Comparison with X-ray observations yields a dust-to-gas ratio of  $\sim 0.01\%$  by mass. This low dust abundance can be largely attributed to evaporation of circumstellar grains in the UV flash of the supernova outburst and sputtering in the shocked gas.

Upper limits derived for the mass of supernova condensates mixed with clumpy ejected radioactive nucleosynthesis products (and emitting mainly in the MIR) are  $7 \cdot 10^{-7}$ ,  $1.5 \cdot 10^{-6}$ ,  $1.5 \cdot 10^{-3}$  and  $3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$  for spherical grains composed of Silicate, Graphite, Silicon Carbide and Iron, respectively.



*meinen Eltern*





## Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei all jenen Personen und Organisationen bedanken, die mich auf unterschiedliche Weise unterstützt und zu dieser Dissertation beigetragen haben.

An erster Stelle richtet sich mein Dank an Herrn Professor Dr. Heinrich J. Völk für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die es mir ermöglichte, mich mit dem faszinierenden astrophysikalischen Thema zu beschäftigen. Überaus dankbar bin ich für seine Kritik zu meinem Manuskript. Ich hoffe, dass ich seine Ratschläge umsetzen konnte und der Leser meinem Gedankengang folgen kann.

Ein großer Dank gilt meinem Betreuer Richard Tuffs, der sich stets Zeit nahm, um mit mir physikalische Probleme zu diskutieren, und mir viele Anregungen zur Arbeit gab. Insbesondere bin ich ihm für seine Mühen, sich durch meine Texte zu kämpfen, und für seine konstruktiven Anmerkungen äußerst dankbar.

Richard Tuffs und Ingolf Heinrichsen danke ich dafür, dass sie mir die Ergebnisse der Messungen der SN 1987A mit *ISOPHOT* zur Verfügung gestellt haben.

Für die finanzielle Unterstützung möchte ich zum einen dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), das die Arbeit im Rahmen der Projekte „50 OR 9702“ und „50 OR 99140“ gefördert hat, und zum anderen der Max-Planck-Gesellschaft herzlich danken.

Herrn Professor W. Krätschmer danke ich für wertvolle Gespräche über die optischen Eigenschaften von Metallen.

Bei Piotr Flatau bedanke ich mich für die IDL-Version des MIE-Programms von Bohren und Huffman.

Bedanken möchte ich mich bei den verschiedenen Einrichtungen, die mir Zugriff auf ihre Daten gewährten und es mir ermöglichten, für meine Untersuchungen der SN 1987A neben den Beobachtungen mit dem *Infrared Space Observatory (ISO)*<sup>1</sup> zudem optische Daten des *New Technology Telescope (NTT)*<sup>2</sup> und die phantastischen Aufnahmen des *Hubble Space Telescope (HST)*<sup>3</sup> sowie Beobachtungen mit *ROSAT*<sup>4</sup> im Röntgenbereich heranzuziehen.

Dem *Principle Investigator* von *ISOPHOT*, Professor Dr. Lemke, danke ich für die Garantiezeit, die von ihm dem Institut für Kernphysik, einem an *ISOPHOT* beteiligten Institut, zuerkannt wurde und in der, mit Ausnahme einer *ISOCAM*-Messung, alle in dieser Arbeit präsentierten *ISO*-Beobachtungen durchgeführt wurden.

---

<sup>1</sup>Based on observations with *ISO*, an *ESA* project with instruments funded by *ESA* member states (especially the P/I countries France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) with participation of *ISAS* and *NASA*.

<sup>2</sup>Based on observations made with *ESO* Telescopes at the La Silla or Paranal Observatories under programme ID 000.0-0000 (observation day: 10/01/95, observer: S. Benetti)

<sup>3</sup>Based on observations made with the *NASA/ESA* Hubble Space Telescope, obtained from the data archive at the Space Telescope Institute. STScI is operated by the association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under the *NASA* contract NAS 5-26555.

<sup>4</sup>I have made use of the *ROSAT* Data Archive of the Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) at Garching, Germany.

René Gastaud, Ralf Siebenmorgen und Stephan Ott danke ich für nützliche Hinweise zur Kalibration der *ISOCAM*-Daten. Die Daten habe ich teilweise mit Hilfe der *Cam Interactive Analysis*-Software (*CIA*) analysiert, einer gemeinsamen Entwicklung der astrophysikalischen Abteilung der *European Space Agency* und der an *ISOCAM* zusammenarbeitenden Institute, deren Vereinigung von dem *Principal Investigator* von *ISOCAM*, C. Cesarsky, geführt wird.

Uwe Holst möchte ich herzlich dafür danken, dass er wie im Fall meiner Diplomarbeit, die abschließende Fehlersuche übernahm.

Ein besonderer Dank gilt meinen lieben Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben und stets eine sehr wichtige Stütze gewesen sind. Zudem danke ich Ihnen für die Korrektur der zahlreichen Variationen der Arbeit.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Infrarotemission sphärischer Staubteilchen</b>	<b>5</b>
2.1	Optische Eigenschaften von Staubteilchen . . . . .	6
2.1.1	Das Absorptionsvermögen sphärischer Eisenteilchen . . . . .	7
2.1.1.1	Die optischen Konstanten von Eisen . . . . .	7
2.1.1.2	Wahl der optischen Konstanten . . . . .	9
2.1.1.3	Einfluss der Temperatur und der Größe . . . . .	14
2.1.1.4	Berechnung der Absorption und Streuung . . . . .	15
2.1.2	Absorptionsverhalten sphärischer Eisenteilchen . . . . .	18
2.1.3	Anmerkungen zu den optischen Eigenschaften . . . . .	24
2.1.4	Nichtsphärische Eisenteilchen . . . . .	25
2.1.4.1	Zusammenfassung der Absorptionseigenschaften von Eisen . . . . .	27
2.1.5	Absorptionsvermögen interstellaren Staubes . . . . .	28
2.2	Erwärmung und Kühlung der Staubteilchen . . . . .	29
2.2.1	Staub im Photonengas . . . . .	30
2.2.2	Staub im heißen Gas . . . . .	30
2.2.2.1	Erwärmung durch Elektronen . . . . .	31
2.2.2.2	Erwärmung durch Ionen . . . . .	32
2.2.3	Staubteilchen im Gleichgewicht mit der Umgebung . . . . .	33
2.2.3.1	Grenzfall des Modells bei geringer thermischer Energie . . . . .	39
2.3	Temperaturschwankungen kleiner Staubteilchen . . . . .	39
2.3.1	Die <i>Schwankungsgleichung</i> . . . . .	41
2.3.2	Lösung der <i>Schwankungsgleichung</i> . . . . .	42
2.3.3	Analytischer Grenzfall geringer Temperaturschwankung . . . . .	45
2.4	Das Infrarotspektrum der Staubteilchen . . . . .	46
2.4.1	Infrarotemission im interstellaren Medium . . . . .	48
<b>3</b>	<b>Beobachtung der SN1987A nach 11 Jahren mit <i>ISO</i></b>	<b>53</b>
3.1	Die Beobachtungen . . . . .	54
3.1.1	Beobachtungsparameter für <i>ISOCAM</i> . . . . .	54
3.1.2	Weitere Messungen mit <i>ISO</i> . . . . .	55
3.2	Reduktion der <i>ISOCAM</i> Daten . . . . .	56

3.2.1	Kalibration der LW3- und LW10- Daten . . . . .	58
3.2.1.1	Erstellen des Mosaiks . . . . .	59
3.2.1.2	Kalibration für punktförmige Quellen . . . . .	60
3.2.2	Kalibration der LW2-Daten . . . . .	61
3.2.3	Pixelkoordinaten . . . . .	61
3.2.4	Driftkorrektur . . . . .	62
3.2.5	Umgebung der SN 1987A in Bildern von <i>ISOCAM</i> . . . . .	66
3.3	Bestimmung der physikalischen Größen . . . . .	66
3.3.1	Farbkorrektur . . . . .	66
3.3.2	Das Auflösungsvermögen des Teleskops . . . . .	68
3.3.3	Methode zur Bestimmung der physikalischen Parameter der Quelle	71
3.3.3.1	Bestimmung der Messfehler . . . . .	72
3.3.4	Ergebnisse der Flussberechnungen . . . . .	73
3.3.5	Größe und Form des Emissionsgebietes im Infraroten . . . . .	78
3.3.6	Absolute Koordinaten der Infrarotemission der SN 1987A . . . . .	85
3.4	Zusammenfassung . . . . .	86
<b>4</b>	<b>Infrarotemission der SN 1987A</b>	<b>89</b>
4.1	Einleitung . . . . .	89
4.2	Mechanismen der Infrarotemission . . . . .	90
4.2.1	Synchrotronstrahlung . . . . .	90
4.2.2	Bremsstrahlung (Frei-Frei-Emission) . . . . .	90
4.2.3	Linienemission . . . . .	92
4.2.3.1	Obergrenze der Masse von $^{44}\text{Ti}$ . . . . .	94
4.2.4	Staubemission . . . . .	95
4.3	Infrarotemission der Kondensate . . . . .	96
4.3.1	Beleg der Kondensatbildung in der SN 1987A anhand früherer Mes- sungen . . . . .	97
4.3.2	Bisherige Kenntnisse über die Kondensate . . . . .	97
4.3.3	Modell der Infrarotemission von Kondensaten . . . . .	98
4.3.3.1	Geometrie des Modells . . . . .	98
4.3.3.2	Die Eigenschaften des Kondensats . . . . .	99
4.3.3.3	Erwärmung der Kondensate . . . . .	99
4.3.4	Methode zur Bestimmung der Strahlungsintensität . . . . .	102
4.3.5	Gültigkeitsbereich der Lösungen . . . . .	103
4.3.6	Ergebnisse für die Kondensate . . . . .	104
4.3.6.1	Ergebnisse Modell I . . . . .	104
4.3.6.2	Ergebnisse Modell II . . . . .	109
4.3.7	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	114
4.3.7.1	Die Leuchtkraft der Kondensate . . . . .	114
4.3.7.2	Die Masse der Kondensate . . . . .	115
4.3.7.3	Die Zusammensetzung der Kondensate . . . . .	115
4.3.7.4	Der Fall einer optisch dicken Staubemission . . . . .	116

4.4	Staub in der stellaren Umgebung der SN 1987A . . . . .	118
4.4.1	Beobachtungen der zirkumstellaren Umgebung . . . . .	119
4.4.1.1	Hochauflösende Beobachtungen im Optischen . . . . .	119
4.4.1.2	Hochauflösende Beobachtungen im Radiobereich . . . . .	119
4.4.1.3	Beobachtungen im Röntgenbereich . . . . .	121
4.4.2	Modell der zirkumstellaren Umgebung (Die HII-Region) . . . . .	121
4.4.2.1	Möglicher Staub in der zirkumstellaren Umgebung . . . . .	122
4.4.2.2	Der Staub in Winden „Roter Überriesen“ . . . . .	123
4.4.3	Modell der zirkumstellaren Staubemission . . . . .	125
4.4.3.1	Die Parameter des Gases . . . . .	125
4.4.3.2	Die Modellparameter der Staubeigenschaften . . . . .	127
4.4.4	Ergebnisse der zirkumstellaren Staubemission . . . . .	128
4.4.4.1	Die Temperaturverteilungen der Staubteilchen . . . . .	128
4.4.4.2	Die Infrarotemission der Staubteilchen . . . . .	128
4.4.4.3	Das Staub-Gas-Massenverhältnis . . . . .	132
4.4.5	Verdampfung von Staubteilchen durch den UV-Blitz . . . . .	133
4.4.5.1	Die Temperatur der Staubteilchen während des UV-Blitzes . . . . .	133
4.4.5.2	Die Verdampfungsrate . . . . .	134
4.4.5.3	Berechnung und Ergebnisse . . . . .	136
4.4.6	Staubzerkleinerung in heißen Plasmen . . . . .	138
4.4.6.1	Die Lebensdauer der Staubteilchen bezüglich Sputtering . . . . .	140
4.4.6.2	Massenverlust von Staub hinter der Stoßwelle . . . . .	140
4.4.7	Zusammenfassung und Diskussion . . . . .	143
4.4.7.1	Eigenschaften des zirkumstellaren Staubes . . . . .	143
4.4.7.2	Die Dichte der HII-Region . . . . .	144
4.4.7.3	Erklärungen der geringen Staubmasse . . . . .	144
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>147</b>
5.1	Zusammenfassung der Messergebnisse . . . . .	147
5.2	Astrophysikalische Deutung . . . . .	148
5.2.1	Zirkumstellare Staubteilchen . . . . .	149
5.2.2	Kondensate . . . . .	150
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>151</b>
6.1	Schlussbemerkung . . . . .	153
<b>A</b>	<b>Planck gemittelttes Absorptionsvermögen</b>	<b>155</b>
<b>B</b>	<b>Wärmekapazitäten der Staubteilchen</b>	<b>157</b>
B.1	Näherungen der Wärmekapazitäten . . . . .	158

<b>C Absolute Koordinaten des Sterns</b>	<b>163</b>
C.1 Astrometrie der WFPC2-Daten . . . . .	163
C.2 Bestimmung der Astrometrie der <i>NTT</i> -Daten . . . . .	164
C.3 Die ermittelten Sternkoordinaten . . . . .	168
<b>D Optische Tiefe bezüglich optisch dicker Wolken</b>	<b>169</b>
<b>E Energieerzeugung in der Auswurfmasse der SN 1987A</b>	<b>171</b>
E.1 Ungenauigkeiten in der Energieerzeugung . . . . .	173
<b>F Die weiche Röntgenemission der SN 1987A</b>	<b>175</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

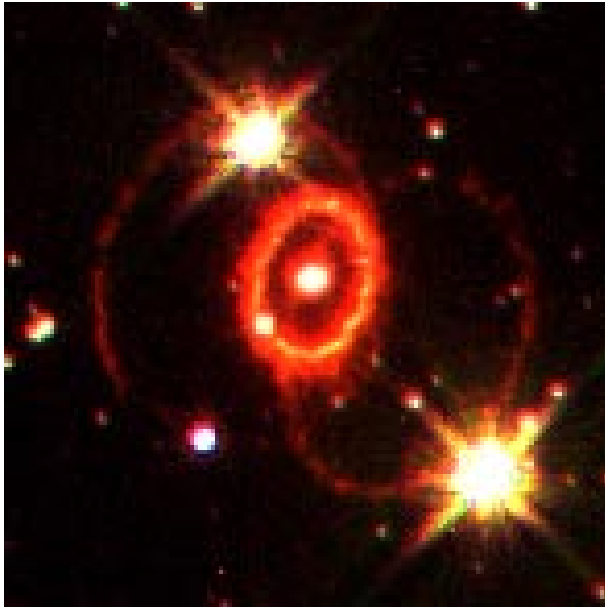
*Supernovae erzeugen die Elemente, aus denen sich unsere eigene materielle Welt zusammensetzt. Sie verteilen diese Elemente als Samenkörner zur Erschaffung neuer Sonnensysteme, neuer Planeten, neuer Lebensformen. Material in unserem Innern befand sich einst in Supernovae der fernen, unerforschten Vergangenheit. Wenn wir Supernovae untersuchen, studieren wir unseren eigenen menschlichen Ursprung. (Paul Murdin in *Flammendes Finale*, [Murdin90])*

Supernovae sind mit die gewaltigsten Ereignisse im Universum. Obgleich der Name die Geburt eines neuen Sterns am Himmel vermuten lässt, markiert dieses kräftige Aufleuchten am Himmel nach heutigem Wissen den Endpunkt der Entwicklung von Sternen mit einer Masse, die ein Vielfaches der Sonne betragen kann.

Die Supernovae sind für die Entwicklung des Universums und des Lebens von großer Bedeutung und viele Phänomene sind mit Supernovae verbunden. In ihnen werden die schweren Elemente gebildet, auf denen das uns bekannte Leben beruht. Die Überreste von Supernovae gelten zudem als wahrscheinliche Quellen der kosmischen Strahlung. Die Struktur des interstellaren Mediums innerhalb der Galaxien wird vermutlich wesentlich durch Supernovae bestimmt. Es wird daher auch angenommen, dass Supernovaüberreste eine entscheidende Rolle in der Entwicklung interstellaren Staubes spielen [Seab87], der neben Gas eine wichtige Komponente der interstellaren Materie darstellt und in unserer „Milchstraße“ nahezu ein Prozent der Gesamtmasse des interstellaren Mediums ausmacht [DraineLee84].

Als Folge der Supernovae breiten sich im interstellaren Medium Stoßwellen aus, die Gas und Staub auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigen und innerhalb der Galaxie verteilen. Insbesondere sollten die Staubteilchen durch die Stoßwellen zerkleinert oder gar zerstört werden (z. B. [Seab87]).

Da die bei einer Supernova in die Umgebung hinausgeschleuderte Materie besonders reich an schweren Elementen ist, wurde vermutet, dass die Supernovae nicht nur Staubteilchen im interstellaren Medium zerstören, sondern selbst bedeutende Quellen interstellaren Staubes darstellen ([Cernuschi67], [Hoyle70]). Hoyle & Wickramasinghe [Hoyle70] nahmen an, dass ungefähr ein zehntel oder ein noch größerer Teil der metallreichen Auswurfmasse



**Abbildung 1.1:** Die SN 1987A mit den drei charakteristischen Ringen. Farbkomposition aus drei unterschiedlichen Filteraufnahmen, die am 6. und 7. Februar 1996 mit dem WFPC2-Instrument des HST gewonnen wurden. Die Farben rot, grün und blau entsprechen den Breitbandfiltern R, V, und I mit den mittleren Wellenlängen 6735, 5252 und 8269 Å. In der Mitte des zentralen Ringes ist deutlich der Supernovaüberrest zu sehen. Man nimmt an, dass die rechte Seite des inneren Ringes uns zugewendet ist. Die Herkunft der Ringe ist bis heute nicht eindeutig geklärt.

einer Supernova kondensieren könnte, wobei vorrangig Staubteilchen aus Silikat und Eisen entstehen würden. Dwek & Scalzo [Dwek80] zeigten, dass in Supernovae wegen der großen Masse an Metallen möglicherweise mehr Staub gebildet wird als in allen anderen Quellen wie den planetarischen Nebeln, den Novae und den Winden „Roter Riesen“ zusammen. Es ist bis heute nicht bekannt, welche Staubmasse in Supernovae tatsächlich erzeugt werden kann.

Insgesamt müsste nach Seab [Seab87] selbst dann, wenn bei einem metallreichen Kern mit einer Masse von  $4 M_{\odot}$  jeweils eine Staubmasse von  $0.5 M_{\odot}$  kondensieren würde, die Masse des Staubes im interstellaren Medium sehr viel geringer sein, als beobachtet wird. Seab diskutierte daher die Möglichkeit, dass ein großer Teil der Staubmasse in den dunklen Wolken des interstellaren Mediums selbst gebildet wird. Die Bildung, wie auch die Zerstörung interstellaren Staubes, konnte bisher nicht befriedigend geklärt werden.

Mit der Explosion des „Blauen Überriesen“ Sanduleak –69 202 am 23. Februar 1987 in der „Großen Magellanschen Wolke“, der SN 1987A, konnte zum ersten Mal durch die Nähe<sup>1</sup> des Ereignisses ein tieferes Verständnis über eine Supernova gewonnen und speziell die Bildung von Staub in einem Supernovaüberrest eingehend studiert werden. Theoretische Untersuchungen ergaben zunächst, dass die Kondensation neuer Staubteilchen in der Auswurfmasse der SN 1987A durchaus möglich war ([Gehrz87], [Dwek88], [Kozasa89]). Die späteren Beobachtungen bestätigten zum ersten Mal mit hoher Wahrscheinlichkeit die Vermutung, dass sich speziell in der SN 1987A und damit den Supernovae allgemein Staubteilchen bilden können. Da jedoch allein zu Beginn der Kondensation Hinweise für eine optisch dünne Emission sprechen [Roche93], ansonsten aber nur eine optisch dicke Emission festgestellt wurde (siehe z. B. [Wooden97]), konnte weder die Staubzusammensetzung

<sup>1</sup>Nach Panagia et al. [Panagia91] beträgt die Entfernung zur „Großen Magellanschen Wolke“  $50.1 \pm 3.1$  kpc und zur SN 1987A  $51.2 \pm 3.1$  kpc.



noch die Menge Staubes ermittelt werden, so dass die Frage nach der Bedeutung der Supernovae als Stauberzeuger im interstellaren Medium weiterhin unbeantwortet blieb. Denn es wäre, um die gemessene Extinktion zu erklären, ausreichend, wenn mindestens eine Masse von  $\sim 3 \times 10^{-4} M_{\odot}$  kondensiert wäre ([Lucy89a], [Kozasa89], [Kozasa91], [Wooden93], [Meikle93]), was nur einem Bruchteil des metallreichen Gases von  $\sim 4 M_{\odot}$  der Auswurfmasse der Supernova [Kozma98a] entspricht. Da die Staubemission mit der Zeit zunehmend schwächer wurde, war sie nach einiger Zeit nicht mehr von der Erde aus nachweisbar, so dass keine weiteren Eigenschaften der Kondensate ermittelt werden konnten.

Nahezu 11 Jahre nach Ausbruch der Supernova bot sich durch die Satellitenmission *ISO*, dem *Infrared Space Observatory*, die einzigartige Gelegenheit, weiterführende Infrarotbeobachtungen der noch jungen Supernova SN 1987A durchzuführen und dadurch bessere Kenntnisse über die Bedeutung der Supernovae als Stauberzeuger und Staubvernichter zu gewinnen.

Durch die Expansion der Auswurfmasse bestand die Möglichkeit, dass die Infrarotemission der Kondensate mittlerweile optisch dünn geworden war und dadurch anhand der Messungen auf die Zusammensetzung und auf die Masse kondensierten Staubes zu schließen. Zudem war durch die sich in der Umgebung der Supernova ausbreitende Stoßwelle Staubemission aus der zirkumstellaren Umgebung zu erwarten, die es erlaubt, die Mechanismen der Zerkleinerung oder gar Vernichtung der Staubteilchen in der Nähe von Supernovae näher zu untersuchen und die vorhandenen Staubmodelle zu prüfen. Zusätzlich könnten durch zirkumstellare Staubemission neue oder ergänzende Eigenschaften des Vorgängersterns der SN 1987A ermittelt werden.

Ich werde die Beobachtungen der SN 1987A mit *ISO* vorstellen, wobei ich mich bei der Untersuchung im Wesentlichen auf Messungen mit der Kamera *ISOCAM* beschränke, die auch bisher die einzigen *ISO*-Beobachtungen darstellen, mit denen Infrarotemission von der SN 1987A nachgewiesen werden konnte.

Ich zeige, dass es sich hierbei aller Wahrscheinlichkeit nach um die thermische Strahlung zirkumstellarer Staubteilchen handelt. Die Kondensate dürften, wenn überhaupt, nur zu einem geringen Teil zur Emission beigetragen haben.

Für die Analyse des Emissionsspektrums wird ein Staubmodell benötigt, das die Kühlung und die Erwärmung der Staubteilchen realistisch beschreibt, auf das ich im Kapitel 2 ausführlich eingehe. Es erlaubt, die Zusammensetzung und die Größenverteilung von Staubteilchen unter verschiedenen astrophysikalischen Bedingungen zu untersuchen und akkurate Staubmassen aus den Emissionsspektren abzuleiten.

Als wesentliche Größe gehen die optischen Eigenschaften der Staubteilchen in die Berechnungen der Staubemission ein. Umfassend werde ich das Absorptionsvermögen von Eisenteilchen beschreiben. Es wird eigens ermittelt, um festzustellen, ob neben anderen in der SN 1987A gebildeten Kondensaten vor allem Eisen zu den mit *ISOCAM* gemessenen Flüssen geführt hat.

Im Kapitel 3 erläutere ich die Kalibration der *ISOCAM*-Daten und die Methode, wie die physikalischen Größen aus den Messungen abgeleitet werden. Neben dem Fluss werden zur Charakterisierung der Quelle zum einen mit Hilfe eines im Beobachtungsfeld liegenden

Sterns die absoluten Koordinaten bestimmt und zum anderen die Größe und Form des Emissionsgebietes untersucht. Die Form und die Koordinaten lassen darauf schließen, dass ein wesentlicher Teil der Infrarotstrahlung aus dem Gebiet innerhalb des zentralen Ringes der Supernova (siehe Abbildung 1.1) stammt.

Im Kapitel 4 gehe ich auf die unterschiedlichen Mechanismen ein, die zur Infrarotemission geführt haben könnten. Die wahrscheinlichste Erklärung ist hiernach die thermische Strahlung von Staubteilchen, wobei vorrangig in der SN 1987A gebildete Kondensate und zirkumstellare Staubteilchen in Frage kommen. Diese beiden Möglichkeiten werden unabhängig von den Ergebnissen zur Größe des Emissionsgebietes in Betracht gezogen und mit Hilfe des Staubmodells eingehend untersucht.

Es wird sich herausstellen, dass die Emission eine natürliche Folge der Ausbreitung der Stoßwelle sein muss, die einen Bereich relativ hoher Dichte am inneren Rand des zentralen Ringes der Supernova erreicht hat. Dieses Gebiet enthält neben Gas zu einem gewissen Anteil Staub, der im komprimierten und erhitzten Gas durch Stöße hinter der Stoßwelle erwärmt wird. Als Massenverhältnis von Staub zu Gas wird ein im Vergleich zur „Großen Magellanschen Wolke“ oder auch unserer „Milchstraße“ sehr geringer Wert ermittelt, der weitgehend auf die Verdampfung von Staubteilchen während des Ausbruches der Supernova und Sputtering im komprimierten Gas hinter der Stoßwelle zurückgeführt werden kann.

Die Emission von Kondensaten erscheint insgesamt wenig wahrscheinlich, obwohl ein Beitrag zu den gemessenen Flüssen nicht auszuschließen ist. Als wichtiges Ergebnis werden für eine Reihe verschieden großer Staubteilchen unterschiedlicher Zusammensetzung unter der Annahme, dass es sich ausschließlich um thermische Strahlung von Kondensaten handelt, die entsprechenden Staubmassen ermittelt. Da vorrangig zirkumstellare Staubteilchen zur Emission geführt haben dürften, stellen diese Staubmassen gleichermaßen obere Grenzwerte kondensierter Staubteilchen dar, die in der für die *ISOCAM*-Filter notwendigen Temperatur emittieren.

Im Kapitel 5 fasse ich die wichtigen Ergebnisse zusammen und gebe einen Ausblick über die weitere Entwicklung der Staubemission von der SN 1987A, die für zukünftige Infrarotbeobachtungen oder Infrarotmissionen von großer Bedeutung ist.

# Kapitel 2

## Infrarotemission sphärischer Staubteilchen

Zur Untersuchung der Spektren oder photometrischen Messungen im Infraroten muss ein möglichst realistisches Modell der Staubemission verwendet werden, das die Erwärmung und Kühlung der Staubteilchen hinreichend genau beschreibt. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass die Staubteilchen, je nach ihrer Zusammensetzung, Form und Größe, ein unterschiedliches optisches Verhalten zeigen und demnach verschiedene Temperaturen aufweisen sollten. Im allgemeinen Fall ist zudem von einer Größenverteilung der Staubteilchen auszugehen. Eine zusätzliche Schwierigkeit ergibt sich daraus, dass es sich bei den Staubteilchen im interstellaren Medium nach Extinktionsmessungen von der Anzahl her vorwiegend um sehr kleine Staubteilchen handeln muss, deren thermische Energie so gering ist, dass ihre Temperatur zum Teil stark in der Zeit schwanken kann.

Im Folgenden wird das Staubmodell erläutert, das die unterschiedlichen Effekte berücksichtigt und zur Analyse der Staubemission der SN 1987A genutzt werden wird. Das Kapitel ist hierbei wie folgt geordnet:

1. Zunächst wird in Abschnitt 2.1 das Absorptionsverhalten von Staubteilchen behandelt. Schwerpunkt der Betrachtung bildet hierbei das Eisen, dessen Absorptionskoeffizienten zur Untersuchung der Kondensate der SN 1987A ermittelt werden (Abschnitt 2.1.1). Gegenüber anderen Arbeiten zur Eisenemission wird hier die Abhängigkeit der optischen Konstanten von der Temperatur und der Teilchengröße in einem in sich konsistenten Modell bei der Berechnung des optischen Verhaltens mit einbezogen.
2. Anschließend wird in Abschnitt 2.2 näher auf die Erwärmung und Kühlung der Staubteilchen eingegangen. Insbesondere werden die Erwärmung durch Absorption von Photonen und infolge von Stößen in einem heißen Gas besprochen, die unter anderem bei der Diskussion der gemessenen Infrarotemission der SN 1987A benötigt werden.
3. Im darauffolgenden Abschnitt 2.3 wird die Methode vorgestellt, wie die Temperaturverteilung kleiner Staubteilchen in unterschiedlichen astrophysikalischen Umgebun-

gen berechnet wird. Bei der Bestimmung des Temperaturverhaltens dieser Staubteilchen im heißen Gas werden gegenüber anderen vorgestellten Verfahren neben der Erwärmung durch Elektronen zudem die Erwärmung durch Ionen berücksichtigt.

4. Zum Schluss des Kapitels wird in Abschnitt 2.4 anhand der zuvor behandelten Eigenschaften der Staubteilchen die zu erwartende Emission von kugelförmigen Staubteilchen diskutiert, die nur dem interstellaren Strahlungsfeld ausgesetzt sind. Insbesondere wird veranschaulicht, welchen Einfluss die kleinen Staubteilchen bei einer angenommenen Größenverteilung der Staubteilchen auf das emittierte Spektrum zeigen.

## 2.1 Optische Eigenschaften von Staubteilchen

Von entscheidender Bedeutung bei der Interpretation der Spektren von Staubteilchen ist eine Kenntnis ihrer optischen Eigenschaften, die im Wesentlichen durch die chemische Zusammensetzung, der Struktur, der äußeren Form sowie Größe der Staubteilchen bestimmt sind. Bei Staubteilchen mit metallischen Eigenschaften kann das optische Verhalten vor allem im Infraroten zusätzlich durch die Temperatur beeinflusst sein.

Von den optischen Eigenschaften der Staubteilchen wird im Staubmodell nur das Absorptionsvermögen benötigt, so dass auf die Streueigenschaften nur an wenigen Stellen in der Arbeit eingegangen wird.

Der Einfluss der äußeren Form wird in der Regel vernachlässigt. Die Modelle, die insbesondere die Temperaturschwankungen kleiner Staubteilchen einbeziehen, basieren meist auf kugelförmigen Staubteilchen ([Tabak83], [DraineAnd85], [Tabak87], [Dwek86], [Guhatarkurta89], [Voit91], [Silva98]). In gleicher Weise werden hier vereinfachend kugelförmige Staubteilchen angenommen. Hierbei ist jedoch zu bedenken, dass die äußere Form von Staubteilchen aus Metall wie auch Graphit sich deutlich auf die optischen Eigenschaften insbesondere im Infraroten auswirken kann [Bohren83].

Vorwiegend beschränken sich die Staubmodelle mit Temperaturschwankungen auf Staub aus Silikat und Graphit. Hier werden zusätzlich Siliziumkarbid und Eisen betrachtet, die, worauf ich bei der Diskussion der in der SN 1987A gebildeten Staubteilchen noch näher eingehen werde, wie Silikat und Graphit als mögliches Kondensat in Supernovae gelten. Insbesondere weisen einige Indizien darauf hin, dass in der Auswurfmasse der SN 1987A Staubteilchen entstanden sind, die einen hohen Eisenanteil besitzen oder ganz aus Eisen bestehen [Wooden97].

Während für Silikat, Graphit und Siliziumkarbid entsprechende Daten der optischen Eigenschaften zur Verfügung standen ([DraineLee84], [LaorDraine93]) und übernommen werden konnten, musste das Absorptionsvermögen kugelförmiger Eisenteilchen eigens ermittelt werden. Auf die Berechnung werde ich im folgenden Abschnitt näher eingehen. Die wesentlichen Ergebnisse der Absorptionseigenschaften sphärischer Eisenteilchen sind in Abschnitt 2.1.4.1 zusammengefasst.

### 2.1.1 Das Absorptionsvermögen sphärischer Eisenteilchen

Gegenüber den Nichtmetallen werden bei Metallen die optischen Konstanten, die neben der Form und Größe der Teilchen das optische Verhalten bestimmen, insbesondere im Infraroten, zum Teil stark von der Temperatur und im Fall sehr kleiner Metallteilchen auch von der Größe der Teilchen beeinflusst [Bohren83]. Um die Temperatur von unterschiedlich großen Eisenteilchen demzufolge angeben zu können, habe ich diese Effekte mit in die Berechnungen der optischen Eigenschaften einbezogen.

Eine grobe Näherung der optischen Konstanten der Eisenteilchen im Infraroten, wie es bei Pollack et al. [Pollack94] zur Bestimmung der optischen Eigenschaften eines Gemisches von Staubteilchen unterschiedlicher Zusammensetzungen in molekularen Wolken oder Akkretionsscheiben zu finden ist, würde hierfür nicht ausreichen, zumal hier nur die Abhängigkeit der optischen Konstanten von der Temperatur berücksichtigt wurde. Auch in den Arbeiten von Tabak & Straitiff [Tabak83] und Tabak [Tabak87] wurde zur Bestimmung der Temperaturverteilung kleiner Eisenteilchen im interstellaren Medium allein der Einfluss der Temperatur auf die optischen Konstanten beachtet. Demgegenüber werde ich zeigen, dass insbesondere bei den kleinen Eisenteilchen die optischen Konstanten im Infraroten vornehmlich durch die Teilchengröße beeinflusst werden. Die Ergebnisse von Tabak weichen dementsprechend deutlich von den hier präsentierten ab.

Zunächst werde ich die Methode beschreiben, um die optischen Konstanten der Metalle, die gewöhnlich anhand eines Festkörpers bei Raumtemperatur bestimmt wurden, auf beliebige Temperaturen und Teilchengrößen umzurechnen. Die Vorgehensweise entspricht in etwa derjenigen, die von Draine & Lee [DraineLee84] bei der Bestimmung des optischen Verhaltens von Graphitteilchen angewandt worden ist. Die Ergebnisse werden jeweils mit anderen Berechnungen verglichen, um die Unterschiede aufzuzeigen.

Welche Absorptionseigenschaften sich für kugelförmige Eisenteilchen ergeben, wird anhand der Dipolnäherung eingehender diskutiert, wobei analytische Lösungen ermittelt werden, die von großem Nutzen sein können und zum Teil in der Arbeit Verwendung finden. In einem speziellen Abschnitt wird erläutert, welchen Einfluss die äußere Form auf das Absorptionsvermögen der Eisenteilchen haben kann.

Ferner wird auf Ungenauigkeiten des ermittelten optischen Verhaltens hingewiesen, die zum Teil allgemein das theoretisch bestimmte optische Verhalten von Staubteilchen betreffen.

#### 2.1.1.1 Die optischen Konstanten von Eisen

Die optischen Eigenschaften werden für gewöhnlich entweder anhand des komplexen Brechungsindex  $N = n + ik$  oder der komplexen Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$  diskutiert. Hierbei wird vereinfachend angenommen, dass die magnetische Permeabilität gegeben ist durch  $\mu_0 = 1$ , was selbst für magnetische Materialien bei Wellenlängen im Optischen und Infraroten eine sehr gute Näherung darstellt. Die magnetischen Eigenschaften beeinflussen das optische Verhalten der Staubteilchen erst im Mikrowellenbereich [DraineLarazin99], das hier aber nicht weiter behandelt wird. Jeder Ausdruck kann wegen

$\epsilon = N^2$  leicht in den anderen umgerechnet werden:

$$\begin{aligned}\epsilon_1 &= n^2 - k^2, \\ \epsilon_2 &= 2nk.\end{aligned}\tag{2.1}$$

$$\begin{aligned}n &= \sqrt{\frac{1}{2} \left( \epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} \right)}, \\ k &= \sqrt{\frac{1}{2} \left( -\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} \right)}.\end{aligned}\tag{2.2}$$

Beide Darstellungen haben ihre Vorzüge. Gewohnt ist eher der Umgang mit dem Brechungsindex  $N$ . Die Dielektrizitätskonstante besitzt aber den Vorteil, dass sie die mikroskopischen Vorgänge besser beschreibt. Realer und imaginärer Teil sind nicht unabhängig voneinander, sondern aufgrund der Kausalität durch die Kramers-Kronig Relation miteinander verknüpft.

$$\epsilon_1(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\tilde{\omega} \epsilon_2(\tilde{\omega})}{\tilde{\omega}^2 - \omega^2} d\tilde{\omega}.\tag{2.3}$$

Das  $P$  bezeichnet das Hauptwertintegral. Diese Eigenschaft kann unter anderem bei der Bestimmung der optischen Konstanten ausgenutzt werden.

In einem Metall wird das optische Verhalten durch sowohl freie als auch gebundene Elektronen bestimmt, die beide einen additiven Beitrag zur dielektrischen Funktion liefern (siehe z.B. [Bohren83], [Ashcroft76]). Danach läßt sich, wie eindrucksvoll anhand von Aluminium gezeigt wurde [Ehrenreich62], der gebundene Anteil einfach durch Abzug des freien Anteils ableiten. In gleicher Weise soll bei Eisen die Dielektrizitätskonstante in einen gebundenen und ungebundenen Anteil zerlegt werden.

Hierbei kann die Bestimmung der optischen Konstanten der Graphitteilchen von Draine & Lee [DraineLee84] teilweise auf Eisen übertragen werden, da Graphitteilchen aus Schichten bestehen und längs dieser Schichten metallische Eigenschaften zeigen. Philipp [Philipp77] sowie Draine & Lee folgend ist die Dielektrizitätskonstante mit dem Anteil 'freier'  $\delta\epsilon^f$  und 'gebundener' Elektronen  $\delta\epsilon^b$  gegeben durch

$$\epsilon = 1 + \delta\epsilon^f + \delta\epsilon^b.\tag{2.4}$$

Der Anteil der freien Elektronen wird dabei durch das Drude-Modell freier Elektronen bestimmt:

$$\delta\epsilon^f = \frac{-\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega}.\tag{2.5}$$

Hier ist  $\Gamma$  die Dämpfungskonstante oder auch mittlere Stoßrate und  $\omega_p$  die Plasmafrequenz, die sich durch die Elektronendichte  $n_e$  und die effektive Masse der Elektronen  $m^*$  berechnet (CGS-Einheiten):

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m^*}.\tag{2.6}$$

Desweiteren folgt aus dem Drude Modell freier Elektronen bei Gleichstrom für die elektrische Leitfähigkeit im Festkörper:

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m^* \Gamma_i} = \frac{w_p^2}{4\pi \Gamma_i}. \quad (2.7)$$

Die Stoßrate  $\Gamma_i$  entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen im Inneren an Fehlstellen, Verunreinigungen und an thermischen Auslenkungen der Atome gestreut werden, und ist stark temperaturabhängig. Insgesamt setzt sich die Stoßrate  $\Gamma$  in einem Metallteilchen mit Radius  $a$  additiv aus derjenigen im Teilchen und derjenigen am Rand zusammen [Hughes79]:

$$\Gamma = \sum_j \Gamma_j = \frac{n_e e^2}{m^* \sigma_0} + \frac{v_F}{\beta a}. \quad (2.8)$$

Die Stoßrate am Rand ergibt sich zum einen durch die Fermigeschwindigkeit  $v_F$  der Elektronen an der Fermigrenze und desweiteren durch den Radius  $a$  des Teilchens.  $\beta$ , ein Parameter der Größe eins, wird durch den Streuvorgang bestimmt. Hier wird wie bei Draine & Lee [DraineLee84] der Parameter gleich eins gesetzt, was gleichbedeutend mit einer isotropen Streuung ist. Das Verhalten sehr kleiner Staubteilchen wurde für Aluminium, das sich durch eine sehr hohe Plasmafrequenz auszeichnet (15 eV, [Bohren83]), experimentell bestätigt ([Kreibig69], [Kreibig74]). Zudem wurde untersucht, ab welcher Größe die Aluminiumteilchen so klein sind, dass die Dielektrizitätskonstante nicht mehr mit der klassischen Physik beschrieben werden kann und den Gesetzen der Quantenmechanik unterliegt. Es konnten aber bis zu einem Radius von 1.1 nm keine Abweichungen festgestellt werden [Kreibig74], jedoch ist die Interpretation der Ergebnisse nicht unstrittig [Hughes79].

Eine Zerlegung bezüglich freier und gebundener Ladungsträger ist zusammenfassend dadurch begründet, dass nur ein Teil der Dielektrizitätskonstanten durch Temperatur und Größe beeinflusst wird. Der Anteil der freien Elektronen wird vereinfachend nach Draine & Lee durch den Drudeterm dargestellt. Da bei Metallen der freie Anteil im Infraroten überwiegt, können dessen Parameter im Prinzip aus dem Verlauf der gemessenen optischen Konstanten oberhalb 0.1 eV abgeleitet werden [Bohren83].

### 2.1.1.2 Wahl der optischen Konstanten

Um den thermischen Zustand von Staubteilchen in unterschiedlichen physikalischen Umgebungen infolge der Absorption von Photonen einerseits und der Kühlung durch Strahlungsemission andererseits beschreiben zu können, wird das optische Verhalten über einen sehr großen Energiebereich benötigt. Grundlage des in diesem Kapitel beschriebenen Staubmodells bilden die von Draine & Lee [DraineLee84] und Laor & Draine [LaorDraine93] berechneten Daten des optischen Verhaltens von Silikat, Graphit und Siliziumkarbid. In Anlehnung daran wird das optische Verhalten des Eisens über den gleichen Bereich (1000 - 0.001  $\mu\text{m}$ ) berechnet.

Für Eisen werden in der Literatur vom Infraroten bis zu Wellenlängen im Röntgenbereich, beruhend auf unterschiedlichen Messungen oder theoretischen Rechnungen, ab-

**Tabelle 2.1:** Verwendete optische Konstanten von Eisen

Energieintervall	Referenz
10 000 – 51.57 eV/0.124-24.04 nm	D. W. Lynch und W. R. Hunter 1991
51.57 – 26.0 eV/0.02404-0.0467 $\mu\text{m}$	Interpolation (siehe Text)
26. – 5 eV/0.0476-0.248 $\mu\text{m}$	T. J. Moravec et al. 1976
5 – 1.55 eV/0.248-1 $\mu\text{m}$	CRC 1998
1.55 – 0.0124 eV/0.8-100 $\mu\text{m}$	Ordal et al. 1988
0.0124 – 0.00124 eV/100-1000 $\mu\text{m}$	Extrapolation (siehe Text)

schnittsweise optische Konstanten angegeben, die aber zum Teil voneinander abweichen. Dies mag damit zusammenhängen, dass sie zum großen Teil unabhängig voneinander bestimmt worden sind. Die Dielektrizitätskonstante habe ich so gewählt, dass der komplexe Teil möglichst genau mit den Literaturwerten übereinstimmt. Gelegentlich mußten hierbei die Abschnitte einander angepaßt oder interpoliert werden. Den realen Teil habe ich mit Hilfe der Kramers-Kronig-Beziehung ermittelt. Da hierfür idealerweise der gesamte Verlauf der Dielektrizitätskonstanten bekannt sein müßte, wurden bei kurzen Wellenlängen zudem Daten außerhalb des zu berechnenden Intervalls berücksichtigt.

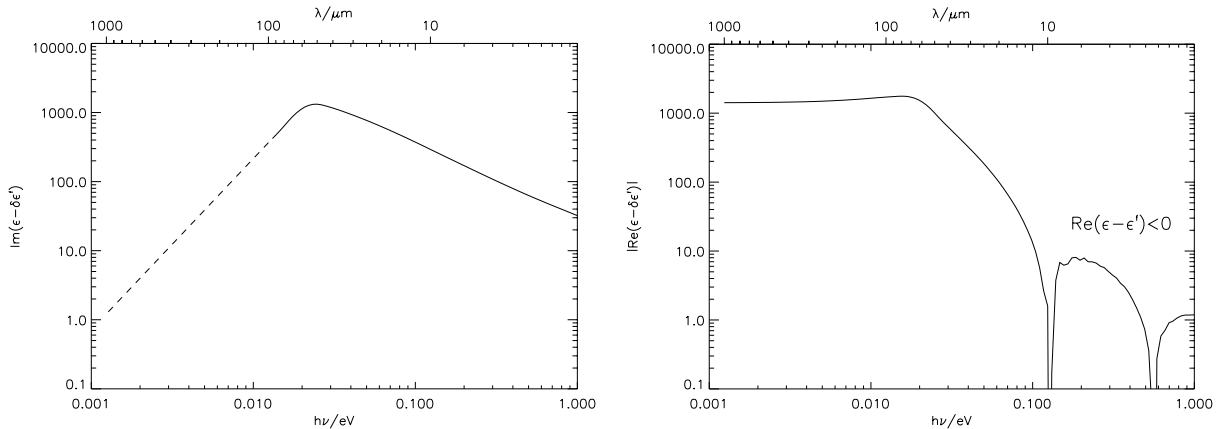
In den Bereichen 10 000 – 51.57 eV und 26 – 5 eV habe ich die Daten von Lynch & Hunter bzw. Daten von Moravec et al. (zu finden in *Handbook of Optical Constants of Solids II* [Lynch96]) verwendet. Den Bereich zwischen beiden Datensätzen habe ich mit der Funktion  $f(\lambda) = c\lambda^\gamma$  interpoliert, wobei sich die Parameter  $\gamma$  und  $c$  aus den Randbedingungen bei 51.57 und 26 eV ergeben. Im Bereich ab 0.8  $\mu\text{m}$  (1.55 eV) wurden von mir die von Ordal et al. angegebenen Werte (Tabelle II, [Ordal88]) gewählt, ohne die oberhalb 100  $\mu\text{m}$  mit der Drudedefunktion extrapolierten Werte einzubeziehen. Unterhalb 100  $\mu\text{m}$  beruhen ihre Daten auf einer Mittelung der Ergebnisse ihrer eigenen Arbeit, derjenigen von Bolotin et al. und Weaver et al. [Weaver81]. Bei kürzeren Wellenlängen habe ich die Werte aus dem 'Handbook for Chemistry and Physics' verwendet, die bei 0.8  $\mu\text{m}$  nahtlos an diejenigen von Ordal anknüpfen. Zu den Daten von Moravec [Moravec76] habe ich einen weichen Übergang geschaffen (siehe Abbildung 2.2).

Die Parameter des Drudeterms habe ich anhand der Daten von Ordal [Ordal88] im Intervall von 1 bis 100  $\mu\text{m}$  bestimmt. Idealerweise wird der reale und der imaginäre Teil der Dielektrizitätskonstanten des freien Elektronengases durch die zwei Funktionen der Drudedefunktion (Gleichung 2.5) beschrieben:

$$\begin{aligned}\delta\epsilon_1^f &= -\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2}, \\ \delta\epsilon_2^f &= \frac{\omega_p^2\Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)}.\end{aligned}\tag{2.9}$$

Während die Drudedefunktion den realen Teil der gemessenen Werte der Dielektrizitätskonstanten gut beschreibt, weichen die imaginären Werte, insbesondere zu kürzeren Wel-





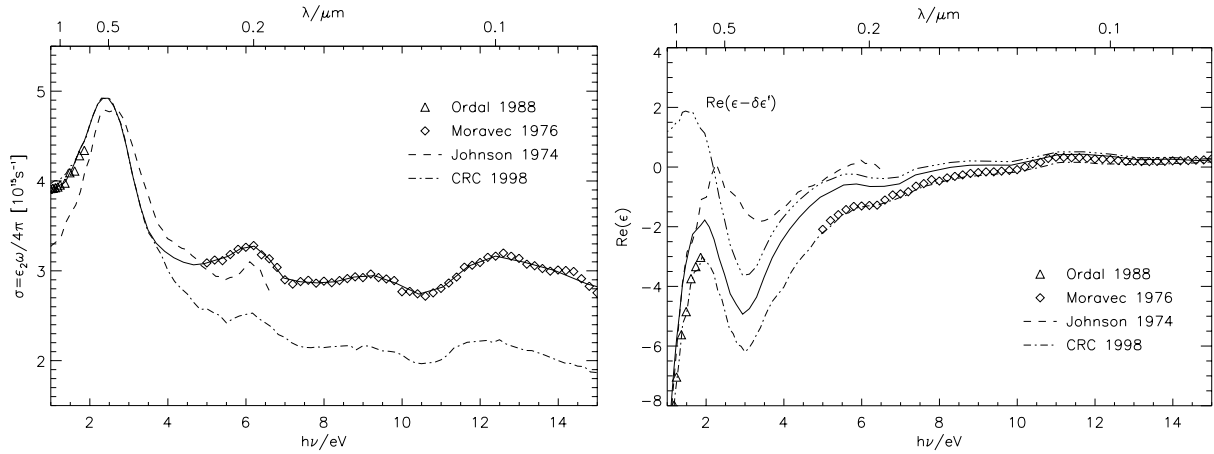
**Abbildung 2.1:** Realer und imaginärer Teil der optischen Konstanten nach Abzug des Drude-Terms im Infraroten. Im Bereich oberhalb von 100  $\mu\text{m}$  wurde der imaginäre Teil extrapoliert. Rechts ist das Ergebnis der Kramers-Kronig Berechnung für den realen Teil der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_1^b$  dargestellt.

lenlängen hin, voneinander ab. Nach dem hier verwendeten Modell ließe sich das dadurch erklären, dass letztere mehr durch die gebundenen Ladungen beeinflusst werden. Indes wiesen auch Weaver et al. [Weaver79] auf Probleme bei der Bestimmung des Anteils der freien Ladungsträger an der Dielektrizitätskonstanten hin. So verwendeten sie zusätzlich zum Drude-Term einen harmonischen Oszillator, dessen Stärke und Lage mit der Temperatur verändert wurde, um die gemessene Reflektivität bei 4 Kelvin mit einer Kramers-Kronig Analyse zu erklären. Nach ihrem Ergebnis, das theoretisch bestätigt wurde [Nautiyal86], sollte der komplexe Teil  $\epsilon_2$  der dielektrischen Konstanten bezüglich der gebundenen Ladungen eine Schulter bei 0.8 eV zeigen, was hier nicht reproduziert werden kann.

**Tabelle 2.2:** Parameter der optischen Konstanten

$\omega_p$	[s <sup>-1</sup> ]	$5.090 \cdot 10^{15}$
$\Gamma$	[s <sup>-1</sup> ]	$2.693 \cdot 10^{13}$
$T_F$	[K]	$13.0 \cdot 10^4$
$v_F$	[cm/s]	$1.98 \cdot 10^8$

Um aus dem Verlauf dennoch gute Parameter der Drudefunktion ableiten zu können, habe ich den Verlauf gleichzeitig an beiden Zweigen der Dielektrizitätskonstanten mittels eines nichtlinearen  $\chi^2 - \text{Fits}$  angepaßt. Hierbei wurde der reale Teil stärker gewichtet, wobei darauf geachtet wurde, dass  $\epsilon_2^b = \epsilon_2 - \epsilon_2^f$  überall positive Werte annimmt, da negative Werte eine Verstärkung der Strahlung erzeugen würden [DraineLee84]. Bei einer Gewichtung 5 : 1 des realen zum imaginären Teil ergibt sich eine Plasmafrequenz  $\omega_p = 5.090 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$  (3.349 eV oder  $27\,020.3 \text{ cm}^{-1}$ ) und eine Stoßrate  $\Gamma = 2.693 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$  ( $125.2 \text{ cm}^{-1}$ ). Die Werte sind etwas geringer als diejenigen, die Ordal et al. [Ordal88] für die



**Abbildung 2.2:** Realer und imaginärer Teil der optischen Konstanten nach Abzug des Drude-Terms oberhalb von 1 eV. Für den realen Teil ist zusätzlich das Ergebnis der Kramers-Kronig Berechnung, die optischen Konstanten ohne Beitrag der freien Elektronen, dargestellt. Die Werte des Realteils (durchgezogene Linie) liegen zwischen den Werten von Johnson und Moravec. Die Plasmafrequenz  $\omega_p$  von 3.35 eV führt zu einem temperatur- bzw. größenabhängigen Realteil bis in den optischen Bereich hinein. Demgegenüber ist der imaginäre Teil kaum durch die freien Elektronen beeinflusst.

Extrapolation oberhalb 100  $\mu\text{m}$  angenommen haben ( $\Gamma = 156 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\omega_p = 29\,500 \text{ cm}^{-1}$ ), stimmen aber annähernd mit den Werten überein, die Draine & Larazin [DraineLarazin99] als Näherung der gleichen tabellierten optischen Konstanten, die auch hier verwendet wurden, bei der Untersuchung der optischen Eigenschaften magnetischer Staubteilchen angeben ( $\Gamma \approx 2.63 \cdot 10^{-14} \text{ s}$  und  $\omega_p \approx 5.26 \cdot 10^{15} \text{ s}$ ).

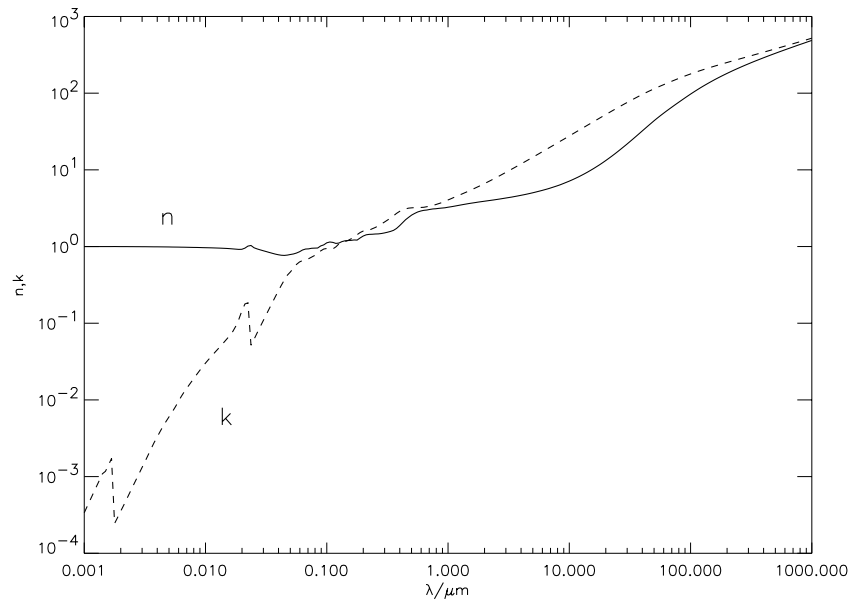
Nach den ermittelten Werten beträgt die elektrische Leitfähigkeit bei Gleichstrom  $\sigma = \omega_p^2/4\pi\Gamma = 7.654 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ , die damit ein wenig kleiner als der gemessene Wert bei Raumtemperatur ( $9.12 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ ) [CRC98] ist. Demgegenüber ist bei Graphit der entsprechende Wert der elektrischen Leitfähigkeit ( $7 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ) sogar um einen Faktor 3 kleiner [DraineLee84].

Tabak [Tabak87] verwendete für die Parameter des Drude-Terms Literaturwerte der Leitfähigkeit und der Elektronendichte, die etwas von den hier bestimmten Werten abweichen. Bei einer Elektronendichte  $2.75 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  [LenhamTreherne66] und einer effektiven Masse  $m^*$  gleich der Elektronenmasse beträgt die Plasmafrequenz  $5.32 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ . Mit der elektrischen Leitfähigkeit bei Raumtemperatur folgt daraus  $\Gamma = \omega_p^2/(4\pi\sigma_0) = 2.47 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ . Dies führt dazu, dass seine Werte der Dielektrizitätskonstanten im Infraroten gegenüber dem hier berechneten freien Anteil größer sind.

Der imaginäre Teil der Dielektrizitätskonstanten des gebundenen Anteils ergibt sich einfach aus den tabellierten Werten nach Abzug des ermittelten Anteils der freien Ladungen. Oberhalb 100  $\mu\text{m}$  habe ich mit einer Potenzfunktion so extrapoliert, dass sich ein stetig differenzierbarer Übergang ergibt (Bild 2.1). Mit Hilfe der Kramers-Kronig-Beziehung habe ich aus  $\epsilon_2^b$  den realen Anteil der gebundenen Ladungen numerisch ermittelt. Das

Ergebnis ist in den Bildern 2.1 und 2.2 dargestellt.

Der Verlauf im Infraroten kann direkt mit der, von Draine & Lee angegebenen, zur Hauptachse senkrechten Komponente der Dielektrizitätskonstante von Graphit verglichen werden (Bilder 1 und 2 [DraineLee84]). Dabei stellt man fest, dass sowohl der reale als auch der imaginäre Teil im Infraroten einen qualitativ ähnlichen Verlauf besitzt. Die negativen Werte der reellen Komponente von Graphit liegen gegenüber den Ergebnissen des Eisens bei niedrigeren Energien. In Bild 2.2 werden die optischen Konstanten im optischen und ultravioletten Wellenlängenbereich mit Literaturwerten von Ordal et al. [Ordal88], Johnson [Johnson74], CRC [CRC98] und Moravec [Moravec76] verglichen. Um die Struktur des imaginären Teils zu verdeutlichen, ist wie bei Weaver [Weaver79] die optische Leitfähigkeit  $\sigma = \epsilon_2\omega/4\pi$  aufgetragen. Die Daten weichen zum Teil stark voneinander ab.



**Abbildung 2.3:** Realer und imaginärer Teil des komplexen Brechungsindexes  $N = n + ik$  von Eisen bei Raumtemperatur.

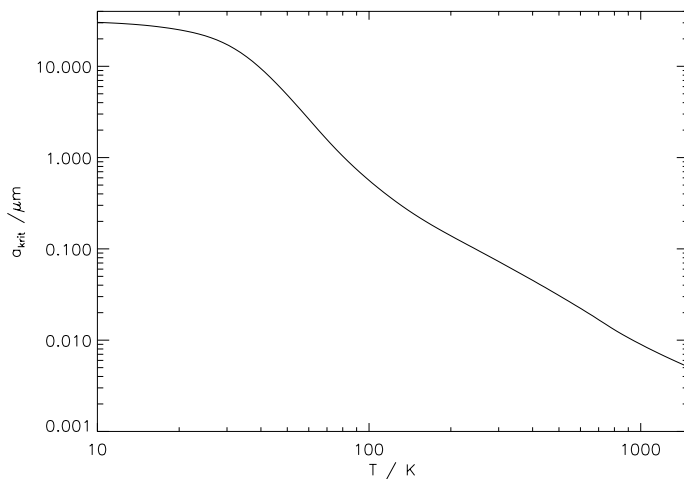
Die berechneten Werte des reellen Teils der Dielektrizitätskonstanten liegen zwischen denen von Johnson & Christy und denen von Moravec, die mit den im CRC aufgeführten Daten übereinstimmen. Für den reellen Teil der Dielektrizitätskonstanten ist zusätzlich der Einfluß der freien Ladungsträger veranschaulicht. Bedingt durch die Plasmafrequenz von 3.35 eV ist ihr Anteil an der optischen Konstanten bei Eisen größer als bei Graphit mit einer Plasmafrequenz von 0.44 eV, dessen optische Konstanten oberhalb 1 eV nahezu unabhängig von Temperatur oder Größe der Teilchen sind. Insgesamt nimmt der Anteil der freien Ladungsträger beim Eisen zu hohen Energien ab. Der Beitrag der freien Ladungsträger zum imaginären Teil oberhalb 1 eV ist hingegen vernachlässigbar. Abbildung 2.3 zeigt das Ergebnis des realen und imaginären Teiles vom komplexen Brechungsindex  $N = n + ik$  bei Raumtemperatur. Der Verlauf im Infraroten ist typisch für Metalle. So

nehmen beide Teile große Werte an und ihre Beträge werden annähernd gleich. Bei hohen Energien ist der reelle Brechungsindex nahezu konstant positiv mit einem Betrag nur unwesentlich kleiner als eins. Der Verlauf von  $k$  zeigt atomare Absorptionskanten.

### 2.1.1.3 Einfluss der Temperatur und der Größe

Bei Raumtemperatur verläuft der elektrische Widerstand der Metalle nahezu linear zur Temperatur, fällt bei niedrigeren Temperaturen aber stärker ab [Ashcroft76]. Demnach würde die von Pollack et al. [Pollack94] benutzte lineare Näherung von Gerritsen [Gerritsen56] für Eisen bei tiefen Temperaturen nach Gleichung 2.7 eine zu große Stoßrate ergeben. Um die Leitfähigkeit des elektrischen Gleichstroms über den gesamten Temperaturbereich der Eisenteilchen richtig zu erfassen, habe ich die im CRC [CRC98] für den Bereich 1 bis 800 Kelvin tabellierten Daten verwendet. Werte beliebiger Temperatur habe ich durch Interpolation bzw. außerhalb der Literaturwerte durch lineare Extrapolation ermittelt. Zur Berechnung der Stoßrate wurde die Leitfähigkeit mit einem Faktor so skaliert, dass sie bei Raumtemperatur mit dem Wert, der sich aus den Parametern der Drudefunktion ergibt, übereinstimmt.

Desweiteren ergibt sich eine geringe Temperaturabhängigkeit der optischen Konstanten infolge der thermischen Ausdehnung der Eisenteilchen, die ich ebenfalls in die Berechnungen einbezogen habe. Bei einer relativen Ausdehnung  $\epsilon = (a(T) - a(T_0))/a(T_0)$  bezüglich der Raumtemperatur  $T_0$  folgt für die Plasmafrequenz  $\omega_p(T) = \omega_p(T_0)/(1 + \epsilon)^{\frac{3}{2}}$ . Die entsprechenden Werte der relativen Ausdehnung wurden dem *American Institute of Physics Handbook* [AIP72] entnommen.



**Abbildung 2.4:** Kritische Größe kugelförmiger Eisenteilchen. Im Bereich unterhalb der Kurve wird das optische Verhalten des freien Elektronenanteils  $\epsilon^f$  durch die Teilchengröße bestimmt. Bedingt durch die hohe Fermitemperatur von Eisen ( $T_F = 13 \cdot 10^4$  K) beeinflusst dieser Effekt bei Temperaturen von weniger als 40 K selbst Eisenteilchen von mehr als 10  $\mu\text{m}$ .

Im Verhältnis zu Graphit, für das Draine & Lee [DraineLee84] eine Fermitemperatur von  $T = 255$  K verwendeten, zeichnen sich Metalle durch eine höhere Fermitemperatur aus. Typischerweise liegt sie oberhalb  $10^4$  K. Speziell besitzen Aluminium und Eisen  $6.38 \cdot 10^4$  bzw.  $13.0 \cdot 10^4$  K, was einer Geschwindigkeit  $v_F = \sqrt{2kT_F/m_e}$  von  $1.39 \cdot 10^6$  m/s und  $1.98 \cdot 10^6$  m/s entspricht gegenüber  $4.5 \cdot 10^5$  m/s von Graphit. Dies zeigt deutlich, dass die optischen Konstanten von Eisen stärker durch die Größe der Teilchen beeinflusst wer-

den als Graphit. In der Abbildung 2.4 wird veranschaulicht, wie stark der Effekt selbst bei größeren Eisenteilchen ist. Unterhalb der Kurve ist die Stoßrate im Wesentlichen durch Stöße am Rand der kugelförmigen Eisenteilchen gegeben. Bei niedrigen Temperaturen, wo die Leitfähigkeit des Festkörpers sehr groß wird, zeigen dieses Verhalten selbst Eisenteilchen mit einem Radius von mehr als  $10\ \mu\text{m}$ . Bei sehr kleinen Eisenteilchen ist die freie Weglänge der Elektronen über den gesamten Temperaturbereich nur durch die Teilchengröße bestimmt; die optischen Konstanten der Eisenteilchen bis  $0.005\ \mu\text{m}$  sind daher unabhängig von der Temperatur.

Dieser Effekt sei an einem Beispiel demonstriert: Tabak nahm bei seinen Berechnungen an, dass die optischen Konstanten zwar von der Temperatur, nicht aber von der Größe der Eisenteilchen abhängen. Betrachtet sei das in seinen Berechnungen kleinste Eisenteilchen mit einem Radius von  $0.00141\ \mu\text{m}$ . Bei einer Leitfähigkeit von  $\sigma_0 = 7.0 \cdot 10^{17}\ \text{s}^{-1}$  bei 100 Kelvin ergibt dies mit einer Plasmafrequenz  $\omega_p \approx 5 \cdot 10^{15}\ \text{s}^{-1}$  eine Stoßrate  $2.93 \cdot 10^{13}\ \text{s}^{-1}$ . Hingegen folgt aus der Größe des Eisenteilchens und der Fermigeschwindigkeit  $v_F = 1.98 \cdot 10^6\ \text{m/s}$  eine Stoßrate  $1.4 \cdot 10^{15}\ \text{s}^{-1}$ , also ein um fast zwei Größenordnungen höherer Wert. Da das zugehörige Absorptions- und dementsprechend das Emissionsvermögen der freien Ladungen, wie im Folgenden gezeigt werden wird, proportional zur Stoßrate  $\Gamma$  verläuft, wäre dementsprechend ihr Emissionsvermögen um den gleichen Faktor größer. Dies hat zur Folge, dass das Eisenteilchen durch Strahlung besser abkühlen kann. Die Gleichgewichtstemperatur sollte also deutlich unterhalb der von Tabak angegebenen 103 Kelvin liegen. Bei der hier vorgestellten Berechnung wird der Effekt weniger deutlich sein, da der Anteil der gebundenen Ladungsträger im Infraroten sehr große Werte annimmt.

#### 2.1.1.4 Berechnung der Absorption und Streuung

Die optischen Eigenschaften der Staubteilchen ergeben sich zum einen aus ihrer Form und Größe und zum anderen aus ihren optischen Konstanten, also dem komplexen Brechungsindex bzw. der komplexen Dielektrizitätskonstanten. Die Wechselwirkung kleiner kugelförmiger Staubteilchen mit elektromagnetischer Strahlung wird vollständig durch die Mie-Theorie, die unter anderem ausführlich in den Büchern von Bohren & Huffman [Bohren83] und von van de Hulst [Hulst81] behandelt wird, erfasst. Ist die Wellenlänge groß gegenüber dem Durchmesser des Staubteilchens, kann statt des Mieformalismus die Dipolnäherung verwendet werden, deren wichtigste Ergebnisse von Draine & Lee [DraineLee84] zusammengefasst wurden. Eine besondere Form der Dipolnäherung ist die Rayleigh-Näherung, die allein die Wechselwirkung des elektrischen Teils der elektromagnetischen Welle mit dem Staubteilchen beschreibt. Bei Metall- oder allgemein bei Staubteilchen mit sehr großen optischen Konstanten muß hingegen meist zusätzlich die magnetische Dipolnäherung berücksichtigt werden.

Bei niedrigen Photonenenergien sind die Polarisation  $P = \alpha^e E$  und die Magnetisierung  $M = \alpha^m H$  proportional zu den erzeugenden Feldern  $E$  und  $H$ . Beide Größen werden durch die elektrische bzw. die magnetische Polarisierbarkeit  $\alpha^e$  und  $\alpha^m$  des Staubteilchens miteinander verknüpft. Im Allgemeinen ist die Polarisierbarkeit ein Tensor, der bei spezieller Wahl des Koordinatensystems diagonalisiert werden kann. Aus diesen Werten lassen

sich die Querschnitte für Absorption und Streuung ableiten, die sich jeweils additiv aus dem elektrischen und dem magnetischen Anteil zusammensetzen [DraineLee84]:

$$C_{\text{Abs}} = C_{\text{Abs}}^e + C_{\text{Abs}}^m, \quad (2.10)$$

$$C_{\text{Abs}} = \frac{4\pi\omega}{c} \text{Im}(\alpha_E^e + \alpha_H^m), \quad (2.11)$$

$$C_{\text{Str}} = C_{\text{Str}}^e + C_{\text{Str}}^m, \quad (2.12)$$

$$C_{\text{Str}} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c}\right)^4 (|\alpha_E^e|^2 + |\alpha_H^m|^2). \quad (2.13)$$

$\omega$  ist die Kreisfrequenz und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Aus dem Absorptionsquerschnitt und der geometrischen Fläche  $G$  des Staubteilchens gegenüber der einfallenden Strahlung, zum Beispiel  $\pi a^2$  im Fall einer Kugel, ergibt sich das Absorptionsvermögen  $Q_{\text{Abs}} = C_{\text{Abs}}/G$ . Entsprechend ist das Streuvermögen definiert.

Sind die Staubteilchen homogen und besitzen sie eine elliptische Form, so ist die elektrische Polarisierbarkeit längs der Hauptachsen  $j = 1, 2, 3$  im Vakuum gegeben durch:

$$\alpha_j^e = \frac{V}{4\pi} \frac{\epsilon - 1}{L_j (\epsilon - 1) + 1}. \quad (2.14)$$

Die Werte  $L_j$  werden als Geometriefaktoren bezeichnet und liegen im Bereich zwischen 0 und 1.  $V$  ist das Volumen des Staubteilchens. Die Polarisierbarkeit aus Gleichung 2.14 gilt auch für anisotrope Staubteilchen, sofern die Hauptachsen des Tensors der dielektrischen Permeabilität  $\epsilon$  mit denen des Staubteilchens zusammenfallen. So beträgt der Absorptionsquerschnitt bezüglich des elektrischen Feldes längs einer Achse  $j$ :

$$C_{j,\text{Abs}}^e = \frac{\omega V}{c L_j^2} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_2^2 + (\epsilon_1 - 1 + L_j^{-1})^2}. \quad (2.15)$$

Von besonderem Interesse ist der Beitrag der einzelnen Staubteilchen zur Extinktion. Sind die Staubteilchen homogen im Raum angeordnet, besitzen also keine Vorzugsrichtung, ist die mittlere Absorption und Streuung eines elliptischen Teilchens gegeben durch [Bohren83]:

$$\langle C_{\text{Abs}}^e \rangle = \frac{\omega}{c} \text{Im} \left( \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3}{3} \right), \quad (2.16)$$

$$\langle C_{\text{Str}}^e \rangle = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c}\right)^4 \text{Im} \left( \frac{1}{3} |\alpha_1|^2 + \frac{1}{3} |\alpha_2|^2 + \frac{1}{3} |\alpha_3|^2 \right). \quad (2.17)$$

Eine wichtige Rolle spielen die sphäroiden Teilchen, wobei die Teilchen darin unterschieden werden können, ob die Hauptachse längs der Rotationsachse länger (zigarrenförmig) oder kürzer (oblatenförmig) als ihre anderen beiden Achsen ist. Je nach dem, ob es sich um ein oblatenförmiges oder zigarrenförmiges Staubteilchen handelt, gilt abweichend voneinander:

$$\begin{aligned} L_a &= \frac{1-e}{e^2} \left( \frac{1}{2e} \ln \left( \frac{1+e}{1-e} \right) - 1 \right), & a > b \text{ zigarrenförmig,} \\ L_b &= \frac{1+e^2}{e^2} \left( 1 - \frac{1}{e} \tan^{-1} e \right), & a < b \text{ oblatenförmig.} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Hierbei bezeichnet  $e$  die Exzentrizität und ist gegeben durch:

$$e^2 = |1 - (b/a)^2|. \quad (2.19)$$

$a$  und  $b$  bezeichnen die Längen der Symmetrie- bzw. der anderen beiden Achsen. Im speziellen Fall einer homogenen Kugel ist der Geometriefaktor  $L_j = \frac{1}{3}$  und der Absorptionsquerschnitt aus Gleichung 2.15 wird zu:

$$C_{\text{Abs}}^e = \frac{9\omega V}{c} \frac{\epsilon_2}{(\epsilon_1 + 2)^2 + \epsilon_2^2}. \quad (2.20)$$

Für die magnetische Polarisierbarkeit einer Kugel mit der magnetischen Suszeptibilität  $\mu = 1$  ergibt sich (nach Landau & Lifshitz [Landau60]):

$$\alpha^m = -\frac{a^3}{2} \left( 1 + \frac{3}{y} \cot y - \frac{3}{y^2} \right), \quad (2.21)$$

mit

$$y^2 = \epsilon \left( \frac{\omega a}{c} \right)^2. \quad (2.22)$$

Sie wird durch Kreisströme verursacht, die sich infolge des sich zeitlich ändernden Magnetfelds der elektromagnetischen Strahlung im Metall bilden.

Anhand der Gleichungen können Näherungen des Verlaufs des Absorptionsverhaltens kugelförmiger Eisenteilchen im Infraroten angegeben werden, die im späteren Abschnitt dieses Kapitels besprochen werden.

Die äußere Form der Eisenteilchen ist grundsätzlich ein Problem, da diese das optische Verhalten stark beeinflussen kann. Generell führt die äußere Form zu einem großen Absorptionsvermögen, wenn der Realteil der optischen Konstanten negative Werte annimmt. Da bei idealen Metallen dies für alle Frequenzen bis zur Plasmafrequenz der Fall ist, sind die Formeffekte bei Metallen stärker als bei Nichtleitern ausgeprägt, deren Realteil der optischen Konstanten nur in einem schmalen Wellenlängenbereich negative Werte aufweist.

Speziell Eisennadeln besitzen, wie in Abschnitt 2.1.4 gezeigt wird, gegenüber sphärischen Teilchen im Infraroten ein viel größeres Absorptionsvermögen [Wickramasinghe93], was sich insbesondere auf die optische Dichte des Gases oder die Temperatur der Eisenteilchen auswirken würde. Bei gleicher Erwärmung würden Eisennadeln besser kühlen und müssten daher kälter sein als vergleichsweise kugelförmige Teilchen.

Um die Ergebnisse der Staubrechnungen von Graphit, Silikat und Siliziumkarbid mit Eisen vergleichen zu können und das Modell nicht zusätzlich zu verkomplizieren, wird die Untersuchung der Kondensate auf kugelförmige Eisenteilchen beschränkt.

Insgesamt habe ich das optische Verhalten von 81 Eisenstaubteilchen unterschiedlicher Größen von 0.001 bis 10  $\mu\text{m}$  ( $\Delta \log a = 0.05$ ) bestimmt. Der Wellenlängenbereich erstreckt sich vom fernen Infraroten (1000  $\mu\text{m}$ ) bis in den Röntgenbereich (0.001  $\mu\text{m}$ ) auf einer logarithmischen Skala mit  $\Delta \log \lambda = 0.025$ .

Oberhalb  $2\pi a/\lambda = 0.1$  habe ich das optische Verhalten nach der Mie-Theorie mit dem entsprechenden Programm von Bohren & Huffman für einfache homogene Kugeln [Bohren83] berechnet, während ich bei größeren Wellenlängen die Dipolnäherung verwendet habe. Hierbei wurde die Temperatur- und Größenabhängigkeit der optischen Konstanten bis zu einer Wellenlänge von  $0.1 \mu\text{m}$  berücksichtigt.

## 2.1.2 Absorptionsverhalten sphärischer Eisenteilchen

Meist wird für das Absorptionsvermögen von Metallen im Infraroten vereinfachend angenommen, dass es durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann. Der genaue Verlauf hängt jedoch von mehreren Faktoren ab. Zunächst wird das Emissionsspektrum metallischer Teilchen stark durch ihre äußere Form beeinflusst [Bohren83], wie Untersuchungen an Aluminium gezeigt haben und worauf im vorigen Abschnitt hingewiesen wurde. Ein gleiches Verhalten ist demnach auch für Graphit zu erwarten. Desweiteren werden, wie in den vorigen Abschnitten behandelt, die optischen Konstanten sowohl durch die Temperatur als auch die Teilchengröße bestimmt. Hier soll für Metalle das Absorptionsvermögen kleiner kugelförmiger Teilchen im Infraroten näher untersucht werden, wobei die Überlegungen von der Dipolnäherung ausgehen. Bei Staubteilchen mit sehr großer Dielektrizitätskonstanten, wie sie Metalle besitzen, kann der Beitrag des magnetischen Anteils im Infraroten sehr groß gegenüber dem des elektrischen werden und das Absorptionsvermögen daher bestimmen [DraineLee84].

Zunächst wird das optische Verhalten allein anhand des Drudemodells (Gleichung 2.5) diskutiert. Im Anschluss wird der Einfluss, den nach den vorigen Berechnungen die gebundenen Elektronen am Absorptionsverhalten zeigen, untersucht.

Im Bereich großer Wellenlängen mit  $\omega \ll \Gamma$  sind die optischen Konstanten nach Gleichung 2.5 näherungsweise gegeben durch:

$$\epsilon \approx i\epsilon_2 = i\frac{\omega_p^2}{\omega\Gamma}. \quad (2.23)$$

Damit wird der Parameter  $y$  der Gleichung 2.22:

$$y^2 = i\epsilon_2 \left(\frac{\omega a}{c}\right)^2 = \frac{i\omega_p^2}{\omega\Gamma} \left(\frac{\omega a}{c}\right)^2. \quad (2.24)$$

Im Grenzfall großer Wellenlänge oder kleiner Staubteilchen ( $|y| \ll 1$ ) kann der Kotangens der Gleichung 2.21 durch die ersten Summanden seiner Reihe dargestellt werden:

$$\cot(y) \approx \frac{1}{y} - \frac{y}{3} - \frac{y^3}{45} \quad (2.25)$$

und der Absorptionsquerschnitt wird

$$C_{\text{Abs}}^m = \pi a^2 \frac{12}{90} \left(\frac{\omega a}{c}\right)^3 \epsilon_2 = \pi a^2 \frac{12}{90} \left(\frac{\omega a}{c}\right)^3 \frac{\omega_p^2}{\omega\Gamma}. \quad (2.26)$$



Andererseits erhält man für den elektrischen Teil der Dipolnäherung:

$$C_{\text{Abs}}^e \approx \frac{12\pi\omega a^3}{c} \epsilon_2^{-1} \approx \frac{\omega^2 V 9\Gamma}{c\omega_p^2}. \quad (2.27)$$

Im Grenzbereich liefern der magnetische sowie der elektrische Anteil der Dipolnäherung ein Absorptionsverhalten, das umgekehrt proportional zur zweiten Potenz der Wellenlänge verläuft. Interessant ist es, das Verhältnis des magnetischen und des elektrischen Anteils der Dipolnäherung zu betrachten:

$$\frac{C_{\text{Abs}}^m}{C_{\text{Abs}}^e} = \frac{1}{90} \left(\frac{\omega a}{c}\right)^2 [(\epsilon_1 + 2)^2 + \epsilon_2^2] \approx \frac{1}{90} \left(\frac{\omega a}{c}\right)^2 \epsilon_2^2. \quad (2.28)$$

Hieraus kann die minimale Staubgröße abgeschätzt werden, ab der der magnetische Anteil überwiegt. Beide Anteile tragen bei

$$a_{\text{lim}} = \sqrt{90} \frac{c\Gamma}{\omega_p^2} \quad (2.29)$$

zu ungefähr gleichen Teilen zur Absorption bei. Mit den Werten  $\omega_p$  und  $\Gamma$  des freien Elektronenanteils von Eisen fällt die Staubgröße ( $a_{\text{lim}} \approx 3$  nm) bei Raumtemperatur in den Bereich, in dem die optischen Konstanten, wie anhand der Graphik 2.4 ersichtlich, durch die Partikelgröße selbst bestimmt sind. Daher ist in diesem Fall  $\Gamma$  durch  $v_F/a$ , wobei  $v_F$  die Fermigeschwindigkeit ist, zu ersetzen:

$$a_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{\sqrt{90} c v_F}{\omega_p^2}}. \quad (2.30)$$

Sind die Teilchen also größer als  $a_{\text{lim}}$ , kann der Beitrag der elektrischen Dipolnäherung zumindest im Bereich  $\omega \ll \Gamma$  und  $|y| \ll 1$  zum Absorptionsvermögen vernachlässigt werden. Speziell ergibt sich für Eisen  $a_{\text{lim}} \approx 1.5 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$ .

Bei höheren Energien wird der Betrag des Parameters  $y$  größer als eins, was zu einem veränderten Absorptionsverhalten führt. Der Übergang liegt bei einer Wellenlänge:

$$\lambda_I = \frac{\omega_p^2 a^2 2\pi}{c\Gamma}. \quad (2.31)$$

Wird das Absorptionsvermögen durch die Teilchengröße bestimmt, so ergibt sich mit  $v_F = 1.98 \cdot 10^6$  m/s:

$$\lambda_I = 0.26 \left(\frac{a}{0.01\mu\text{m}}\right)^3 \mu\text{m}. \quad (2.32)$$

Die Wellenlänge wird durch die Bedingung  $\lambda_I \gg 2\pi c/\Gamma$  und speziell durch  $\lambda_I = 2\pi c a/v_F$  eingeschränkt. Daher muß das Metallteilchen eine Mindestgröße besitzen, damit  $|y|$  im Bereich  $\omega \ll \Gamma$  größer als eins werden kann. Die Mindestgröße von Eisen ist  $a = c/\omega_p \approx$

0.058  $\mu\text{m}$ . Zur Berechnung von  $\alpha^m$  bietet es sich an,  $y$  durch die polare Darstellung zu ersetzen:

$$y^2 = r e^{i\pi/2} \quad \text{mit} \quad r = \frac{\omega_p^2 \omega a^2}{\Gamma c^2}. \quad (2.33)$$

Für den Bereich  $r \gg 1$  wird der Kotangens  $\cot(y) \approx -i$ . Eingesetzt in die Gleichung 2.21 ergibt sich:

$$\alpha^m = -\frac{a^3}{2} \left( 1 + \frac{3}{\sqrt{r}} e^{-i\pi/4 - i\pi/2} - \frac{3}{r} e^{-i\pi/2} \right), \quad (2.34)$$

$$= -\frac{a^3}{2} \left( 1 - \frac{3}{\sqrt{2r}} + \left( \frac{3}{r} - \frac{3}{\sqrt{2r}} \right) i \right). \quad (2.35)$$

Mit  $r \gg 1$  erhält man für den Absorptionsquerschnitt:

$$C_{\text{Abs}}^m = \frac{4\pi\omega}{c} \text{Im}(\alpha^m), \quad (2.36)$$

$$\approx \frac{4\pi\omega}{c} \frac{a^3}{2} \frac{3}{\sqrt{2r}}, \quad (2.37)$$

$$= \pi a^2 \frac{3\sqrt{2}}{\omega_p} \sqrt{\omega\Gamma}, \quad (2.38)$$

$$= \pi a^2 \frac{3\sqrt{2}}{\sqrt{\epsilon_2}}. \quad (2.39)$$

Die Absorption bezüglich der magnetischen Dipolnäherung nimmt daher im Bereich  $\omega \ll \Gamma$  und  $|y| \gg 1$  nur gering mit zunehmender Wellenlänge ab. Interessanterweise ist das Absorptionsvermögen  $Q^m = C_{\text{Abs}}^m / \pi a^2$  unabhängig von der Metallteilchengröße  $a$ , sofern diese nicht kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektronen wird. Anderenfalls können kleinere Teilchen wegen  $Q_{\text{Abs}}^m \propto 1/\sqrt{a\lambda}$  in dem Energiebereich sogar besser Strahlung absorbieren als große.

Ein ähnliches Verhalten zeigt sich bei höheren Energien mit  $\omega \gg \Gamma$ . In diesem Bereich vereinfachen sich die Gleichungen der optischen Konstanten zu:

$$\epsilon_1 \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (2.40)$$

$$\epsilon_2 \approx \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega^2 \omega}. \quad (2.41)$$

Damit sind sie mit den Gleichungen der Nichtleiter im selben Grenzfall identisch. Im Infraroten sind die Frequenzen üblicherweise sehr viel kleiner als die Plasmafrequenzen  $\omega_p$ , deren Wellenlängen bei  $\approx 330 \text{ nm}$  [Bohren83] liegen. Daher nehmen die optischen Konstanten große Werte im Infraroten an, wobei nach dem Drudemodell der Betrag des realen Teils überwiegt. Wie zuvor läßt sich für das Absorptionsverhalten eine einfache Approximation angeben. Allgemein kann der Parameter  $y$  mit einem komplexen Ausdruck

geschrieben werden als:

$$y = \sqrt{r}e^{i\alpha} \quad \text{mit} \quad r = \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} \left(\frac{\omega a}{c}\right)^2 \quad \text{und} \quad \alpha = \pi - \tan^{-1} \left(\frac{\epsilon_2}{|\epsilon_1|}\right). \quad (2.42)$$

Unter den Bedingungen  $r \gg 1$  folgt zunächst:

$$\text{Im}(\alpha^m) \approx \frac{a^2 3}{2\sqrt{r}} \sin(-\alpha/2 - \pi/2). \quad (2.43)$$

Mit  $\epsilon_1 \gg \epsilon_2$  kann der Nenner nach  $\epsilon_2/\epsilon_1$  entwickelt und der Sinus durch sein Argument ersetzt werden.

$$\text{Im}(\alpha^m) \approx \frac{a^2 3c}{2\sqrt{\epsilon_1}\omega} \frac{\epsilon_2}{2\epsilon_1} \left(1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\right)^2\right). \quad (2.44)$$

Schließlich ergibt sich mit den optischen Konstanten folgender Absorptionsquerschnitt:

$$C_{\text{Abs}}^m \approx \frac{\pi a^2 3\Gamma}{\omega_p} \left(1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\Gamma}{\omega}\right)^2\right) \approx \frac{\pi a^2 3\Gamma}{\omega_p}. \quad (2.45)$$

Das Absorptionsverhalten ist demnach nahezu unabhängig von der Wellenlänge. Dieses Verhalten kann in Graphik 2.6 bei der Teilchengröße  $1.0 \mu\text{m}$  beobachtet werden und ist in der Kurve bezüglich einer Temperatur von 25 K, für die laut Graphik 2.4 die Partikelgröße die optischen Konstanten der freien Elektronen bestimmt, besonders ausgeprägt. Das Absorptionsvermögen wird beschrieben durch:

$$Q_{\text{Abs}}^m = \frac{3v_F}{a\omega_p} = 1.18 \cdot 10^{-3} \left(\frac{a}{\mu\text{m}}\right)^{-1}. \quad (2.46)$$

Bedingt durch die tiefe Temperatur nimmt das Absorptionsvermögen proportional mit der Teilchengröße im betrachteten Energiebereich ab. Wird dagegen die mittlere freie Weglänge nicht durch die Teilchengröße beeinflusst, wird das Absorptionsvermögen unabhängig von  $a$  und nimmt mit der Temperatur zu.

Zum Vergleich sei der Beitrag der elektrischen Dipolnäherung angegeben. Aus der Gleichung 2.20 folgt unter Berücksichtigung  $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$  in erster Näherung:

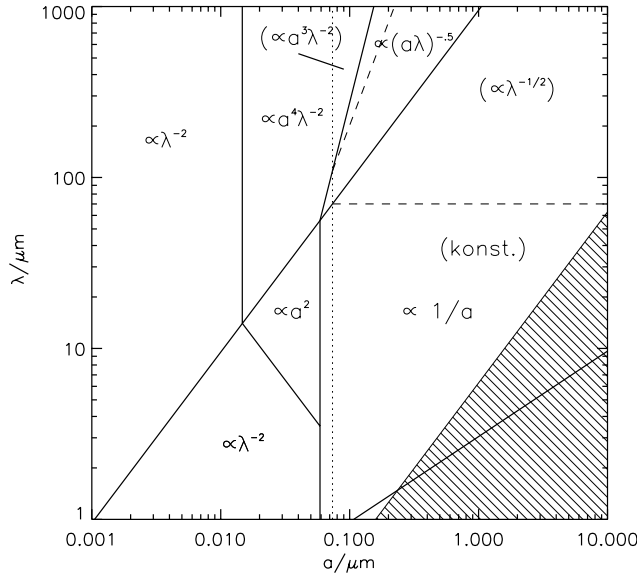
$$Q_{\text{Abs}}^e \approx \frac{12\Gamma a\omega^2}{c\omega_p^2}. \quad (2.47)$$

Die Gleichung stimmt mit dem Ergebnis aus Gleichung 2.27 überein und beschreibt das bekannte Verhalten, dass nämlich  $Q_{\text{Abs}} \propto a/\lambda^2$ .

Das gleiche Ergebnis ließe sich auch unter Verwendung der Gleichung

$$Q_{\text{Abs}} \approx 4 \frac{2\pi a}{\lambda} \text{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right) \quad (2.48)$$

mit  $m^2 = \epsilon_1 + i\epsilon_2$  herleiten [Bohren83], die im Bereich  $|m| \ 2\pi a/\lambda \ll 1$  und genügend kleiner Teilchen gültig ist, so dass zusätzliche Terme vernachlässigt werden können.



**Abbildung 2.5:** Absorptionsverhalten kugelförmiger Eisenteilchen bezüglich des freien Elektronenanteils  $\epsilon_f$ . Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Gebiete unterschiedlichen Absorptionsverhaltens unter der Annahme, dass die Stoßrate allein durch die Körnchengröße bestimmt ist. Bei Raumtemperatur ist der Bereich oberhalb der gepunkteten Linie temperaturabhängig. Die entsprechenden Werte stehen in Klammern, während die Gebiete durch gestrichelte Linien begrenzt sind. Im markierten Bereich kann mit der Dipolnäherung keine Angabe über das Absorptionsverhalten gemacht werden.

In Abbildung 2.5 ist das Absorptionsverhalten der sphärischen Eisenteilchen, das allein sich aus der Betrachtung des freien Anteils der optischen Konstanten ableiten lässt, dargestellt.

Unterhalb einer Wellenlänge von  $100 \mu\text{m}$  wird das optische Verhalten nach der Modellrechnung zum Teil zusätzlich durch den Beitrag der gebundenen Elektronen an der optischen Konstanten beeinflusst, da insbesondere der imaginäre Anteil  $\epsilon_2^b$  an der komplexen optischen Konstanten  $\epsilon_2$  große Werte aufweist. Wie aus Abbildung 2.1 ersichtlich, wird diese Kurve ab einer Wellenlänge von  $1 \mu\text{m}$  näherungsweise durch die Gleichung  $\epsilon_2^b \approx 30\lambda[\mu\text{m}]$  beschrieben. Für den Fall, dass die mittlere freie Weglänge der Elektronen durch die Teilchengröße bestimmt und  $\Gamma$  somit durch  $v_F/a$  gegeben ist, sei das Absorptionsvermögen näher untersucht.

Bei einer Größe des Eisenteilchens von  $1 \mu\text{m}$  kann unterhalb einer Wellenlänge von  $\sim 60 \mu\text{m}$  der Beitrag der freien Elektronen vernachlässigt werden. Hingegen wird der reale Teil  $\epsilon_1$  weiterhin näherungsweise durch den Drudeterm der freien Ladungsträger  $\epsilon_1^f$  beschrieben. Wie zuvor, ohne gebundenen Anteil, ist die größere optische Komponente durch den realen Teil der optischen Konstanten gegeben. Aus der Gleichung 2.43 lässt sich dann folgende Näherung des Absorptionsvermögens ableiten:

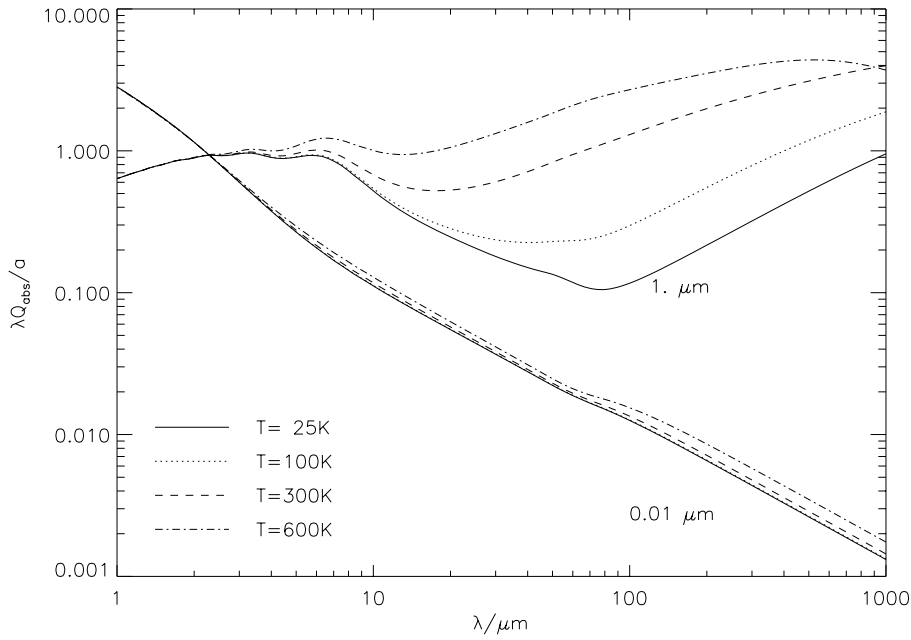
$$Q_{\text{Abs}}^m \approx \frac{4\pi\omega}{c} \frac{a^3 3}{2\sqrt{\epsilon_1}\omega a/c} \frac{\epsilon_2}{2\epsilon_1} = 4.6\lambda[\mu\text{m}]^{-2}. \quad (2.49)$$

Das Ergebnis ist unabhängig von der Größe  $a$  und entspricht in etwa dem in Abbildung 2.6 beobachteten Verlauf des betrachteten Eisenteilchens unterhalb einer Wellenlänge von  $\sim 80 \mu\text{m}$ . Ab  $100 \text{ Kelvin}$  werden die optischen Konstanten temperaturabhängig. Die Leitfähigkeit nimmt mit steigender Temperatur ab und somit das Absorptionsvermögen stetig zu.

Demgegenüber zeigt ein Eisenteilchen einer Größe von  $0.01 \mu\text{m}$ , wie zu erwarten, einen

nahezu temperaturunabhängigen Verlauf. Das Absorptionsverhalten wird nicht wesentlich durch den gebundenen Anteil der optischen Konstanten beeinflusst und kann daher durch Gleichung 2.26 beschrieben werden. Speziell ergibt sich mit  $\Gamma = v_F/a$ :

$$Q_{\text{Abs}}^m \approx 0.0109 \lambda[\mu\text{m}]^{-2}. \quad (2.50)$$



**Abbildung 2.6:** Temperaturabhängigkeit des Absorptionsvermögens sphärischer Eisenteilchen. Die Kurven der Teilchengröße  $0.01 \mu\text{m}$  zeigen nur einen sehr geringen Einfluss der Temperatur. Ihr Absorptionsvermögen nimmt umgekehrt proportional zum Quadrat der Wellenlänge ab. Demgegenüber besitzen Eisenteilchen der Größe  $1.0 \mu\text{m}$  im Infraroten bei höheren Temperaturen ein besseres Absorptionsvermögen als bei vergleichsweise tiefen Temperaturen.

In gleicher Weise kann das Absorptionsverhalten von Eisenteilchen der Größe  $0.001 \mu\text{m}$  durch die elektrische Dipolnäherung beschrieben werden. Hingegen überwiegt in diesem Fall bei den optischen Konstanten der Beitrag der gebundenen Elektronen. Demzufolge bleibt nach den Modellrechnungen das Absorptionsvermögen nicht unabhängig von der Eisengröße, sondern nimmt bei kleineren Eisenteilchen ab.

$$Q_{\text{Abs}} \approx Q_{\text{Abs}}^e \approx \frac{12\omega a}{c} \frac{1}{(\epsilon_2^b + \epsilon_2^f)} = 2.513 a[\mu\text{m}] \lambda[\mu\text{m}]^{-2} (1 - 0.23 a[0.001 \mu\text{m}]). \quad (2.51)$$

Bedingt durch die Ergebnisse der Berechnungen der optischen Konstanten ist der gebundene Anteil oberhalb von  $100 \mu\text{m}$  vernachlässigbar, so dass bei großen Wellenlängen alle Eisenteilchen von weniger als  $\sim 0.01 \mu\text{m}$  das gleiche Absorptionsvermögen aufweisen.

### 2.1.3 Anmerkungen zu den optischen Eigenschaften

Das Absorptionsvermögen kleiner sphärischer Eisenteilchen wurde anhand eines idealisierten Modells der optischen Konstanten abgeleitet, so dass reale Eisenteilchen womöglich ein hiervon abweichendes Verhalten zeigen. Zum Teil wurde schon auf einige Schwierigkeiten bei der Bestimmung der optischen Konstanten hingewiesen. Hingegen sollten die ermittelten Werte um einiges genauer sein als Rechnungen, die keine Temperatur- oder Größenabhängigkeit des optischen Verhaltens beinhalten oder die Größenabhängigkeit vernachlässigen. Im Wesentlichen bestehen folgende Unsicherheiten in den ermittelten optischen Konstanten:

- Abweichungen des optischen Verhaltens ergeben sich vermutlich bei Verunreinigungen der Staubteilchen. Sie beeinflussen zum Beispiel die Leitfähigkeit und könnten daher zu einem größeren Absorptionsvermögen im Infraroten führen. In ähnlicher Weise würden Gitterfehler die Leitfähigkeit beeinträchtigen.
- Es ist nicht genau bekannt, bis zu welcher minimalen Größe der Staubteilchen die optischen Konstanten der Festkörper anwendbar sind. Hingegen werden diese optischen Konstanten zur Bestimmung der Temperaturfluktuationen (Abschnitt 2.3) gelegentlich für sehr kleine Staubteilchen von wenigen Ångström genutzt. Draine & Anderson [DraineAnd85] bestimmten die Temperaturfluktuationen bis zu einer Staubteilchengröße von nur 3 Å. Dwek et al. [Dwek97] berechneten die Emission von Graphitteilchen im interstellaren Medium bis zu einer minimalen Größe von 5 Å. Voit [Voit91] untersuchte die Temperaturschwankungen infolge der Erwärmung hochenergetischer Photonen im Röntgenbereich bis ebenfalls 5 Å. Es ist möglich, dass das optische Verhalten derartiger Staubteilchen durch quantenmechanische Effekte bestimmt wird. Da diese bis zu einer Größe von 11 Å nicht nachgewiesen werden konnten, müssten die bis  $\sim 10$  Å berechneten optischen Konstanten kleiner Eisenkugeln weitgehend ihr optisches Verhalten richtig beschreiben.
- Bei der Berechnung wird davon ausgegangen, dass die Staubteilchen keine elektrischen Ladungen besitzen. Hingegen sollten Staubteilchen in einem astrophysikalischen Plasma als Folge des Photoeffektes oder durch Stöße mit energiereichen Teilchen geladen sein. Welche Wirkungen sich hieraus auf das optische Verhalten ergeben, ist nicht genau bekannt. Da es keine Beweise dafür gibt, dass sich das optische Verhalten bei elektrisch geladenen Teilchen stark ändert und derartige Metallteilchen schwer zu beschreiben sind, wird angenommen, dass diese Effekte vernachlässigbar sind [Bohren83].
- Die Trennung der Dielektrizitätskonstanten in einen Anteil der freien und einen der gebundenen Ladungsträger führt zu einer vereinfachten Berechnung der optischen Eigenschaften. Andererseits ergeben sich hieraus möglicherweise Ungenauigkeiten, die um so größer sein könnten, je mehr der Verlauf der optischen Konstanten durch die Temperatur oder Größe beeinflusst wird.

Um das optische Verhalten der Eisenteilchen besser beschreiben zu können und mögliche Fehler zu minimieren, müssten die Modellrechnungen auf Messungen der optischen Konstanten beruhen, die bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführt wurden.

### 2.1.4 Nichtsphärische Eisenteilchen

Wie erwähnt, werden die in der SN 1987A gebildeten Kondensate in Kapitel 4 anhand sphärischer Staubteilchen untersucht. Hierbei muss bedacht werden, dass die Ergebnisse, die anhand kugelförmiger Eisenteilchen abgeleitet wurden, nicht einfach auf andere Formen übertragbar sind.

Es ist vorstellbar, dass sich aus der gesättigten Gasphase innerhalb der Supernova sehr unterschiedliche Formen an Staubteilchen gebildet haben. In diesem Fall wäre es realistischer, die Staubteilchen durch eine Verteilung verschiedener Ellipsoide zu beschreiben. Sind die Teilchen isotrop und treten alle diese Formen mit gleicher Wahrscheinlichkeit auf, ergibt sich aus der elektrischen Dipolnäherung für den mittleren Absorptionsquerschnitt [Bohren83]:

$$\langle\langle C_{\text{Abs}} \rangle\rangle = \frac{\omega V}{4\pi c} \text{Im} \left( \frac{2\epsilon}{\epsilon - 1} \text{Log}(\epsilon) \right). \quad (2.52)$$

Obwohl die Staubteilchen zumeist keine ellipsoide Formen aufweisen, kann mit diesem Modell kontinuierlich verteilter Ellipsoide (CDE, continuous distributed ellipsoids), wie anhand von Aluminium gezeigt wurde, das Extinktionsverhalten im Infraroten und Ferninfraroten gut wiedergegeben werden [Bohren83].

Für Eisen ist der Verlauf des mittleren Absorptionsquerschnitts in Abbildung 2.7 zusammen mit dem Absorptionsquerschnitt von Eisenkugeln mit  $a = 0.01 \mu\text{m}$  dargestellt. Hierbei habe ich für die optischen Konstanten der Ellipsen die gleichen Werte wie für die Kugel angenommen. Aus der Graphik ist klar ersichtlich, dass im Fall unregelmäßig geformter Eisenteilchen eine sehr viel höhere Extinktion zu erwarten ist, wobei der Massenextinktionskoeffizient bei der Dichte  $\rho = 7.87 \text{ g/cm}^3$  der Eisenteilchen näherungsweise gegeben ist durch:

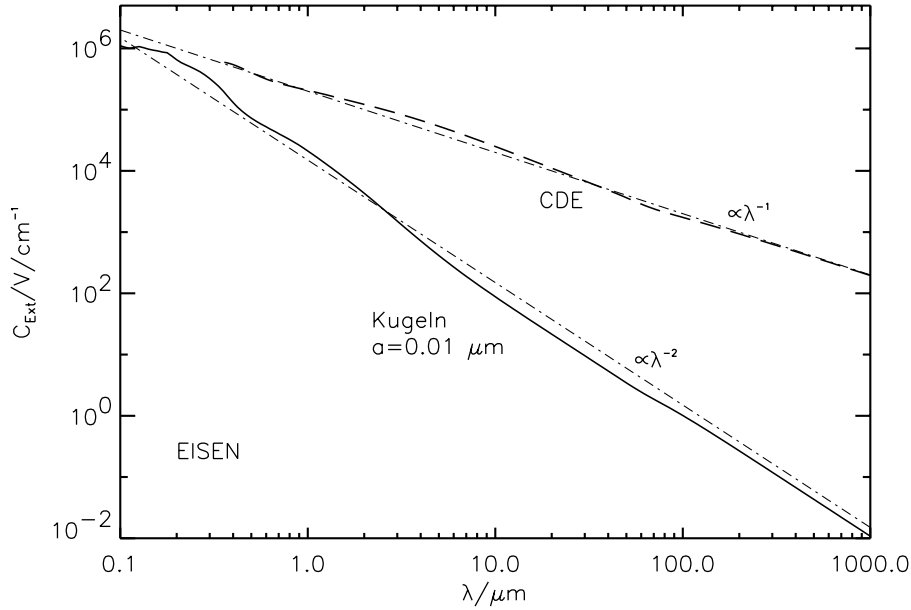
$$\kappa_{\text{Ext/CDE}} = \frac{C_{\text{Ext/CDE}}}{\rho V} \approx 2.5 \cdot 10^4 \frac{1}{\lambda[\mu\text{m}]} \text{ cm}^2/\text{g}. \quad (2.53)$$

Demgegenüber erhält man im Fall der Kugel:

$$\kappa_{\text{Ext}} = \frac{C_{\text{Ext}}}{\rho V} \approx 1.0 \cdot 10^3 \frac{1}{\lambda[\mu\text{m}]^2} \text{ cm}^2/\text{g}. \quad (2.54)$$

Bei einer Wellenlänge  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  beträgt der Unterschied mehr als zwei und bei einer Wellenlänge  $\lambda = 100 \mu\text{m}$  mehr als drei Größenordnungen. Da der Anteil der magnetischen Dipolnäherung an dem Absorptionsvermögen vernachlässigt ist, könnte der Verlauf der Extinktion größer sein, als nach dem CDE-Modell angegeben.

Ein abweichendes Extinktionsverhalten ergibt sich zudem, falls einige Formen bevorzugt auftreten sollten. So wird bei der Kondensation aus der Gasphase die Bildung von



**Abbildung 2.7:** Extinktion, die durch kleine kugelförmige Eisenteilchen oder einer Verteilung von Ellipsoiden (CDE, continuous distribution of ellipsoids [Bohren83]), als durchgezogene bzw. gestrichelte Linie dargestellt, hervorgerufen wird.

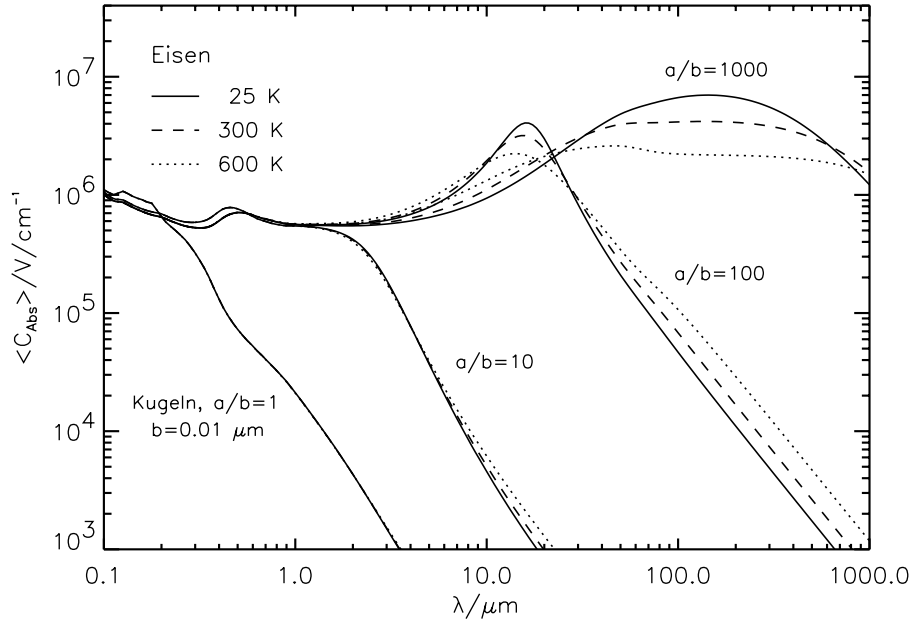
Eisennadeln, sogenannten *Whiskers*, beobachtet, die in einer einzigen Schraubenversetzung wachsen können [Gerthsen89]. Eisennadeln wurden neben anderen Staubteilchen als mögliche Kondensate in der SN 1987A diskutiert ([Hoyle88], [Wickramasinghe93]) und würden aufgrund ihres hohen Absorptionsvermögens bei einer nur geringen Eisenmasse ( $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ ) eine optisch dicke Staubemission der SN 1987A selbst noch nach 1300 Tagen erklären [Wickramasinghe93].

Wie die Länge derartiger Teilchen das optische Verhalten beeinflusst, ist in Abbildung 2.8 anhand verschiedener zigarrenförmiger Eisenteilchen veranschaulicht. Hierbei habe ich das Absorptionsvermögen nach dem im Abschnitt 2.1.1.4 vorgestellten Formalismus berechnet. Zur Bestimmung der optischen Konstanten habe ich die Eisenteilchen durch einen mittleren Radius charakterisiert, der dem mittleren Abstand vom Mittelpunkt zur Oberfläche des Teilchens entspricht. Die gleiche Größe habe ich zur Berechnung des magnetischen Anteils an der Absorption verwendet.

Auffällig ist, dass das Absorptionsvermögen im Infraroten sehr viel größer als im optischen Wellenlängenbereich sein kann. Dieses Verhalten folgt aus dem Verlauf der realen optischen Konstanten  $\epsilon_1$ , die im Infraroten sehr hohe negative Werte annimmt. Wenn die optische Konstante der Eisenteilchen durch den Drudeterm ersetzt wird, ergibt sich für den Absorptionsquerschnitt längs der Achse  $j$ :

$$C_{j,\text{Abs}} = \frac{V\Gamma\omega_p^2}{c} \frac{\omega^2}{(\omega^2 - L_j\omega_p^2)^2 + \Gamma^2\omega^2}. \quad (2.55)$$





**Abbildung 2.8:** Gemitteltetes Absorptionsvermögen zigarrenförmiger Eisenteilchen unterschiedlicher Länge  $2a$ , aber gleichen Durchmessers  $2b$ , bei 25, 300 und 600 Kelvin.

Demnach treten maximale Absorptionen bei den Frequenzen  $\omega = \sqrt{L_j} \omega_p$  auf, wobei die maximale Absorption gegeben ist durch:

$$C_{j,\text{Abs}}^{\text{max}} = \frac{V \omega_p^2}{c \Gamma}. \quad (2.56)$$

Die Stoßrate  $\Gamma$  der freien Elektronen steigt mit der Temperatur an und führt dadurch zu einem geringeren maximalen Absorptionsvermögen, während der Energiebereich der Resonanz breiter wird. Zugleich ist außerhalb der Resonanz wie bei den Eisenkugeln eine Zunahme des Absorptionsvermögens zu beobachten.

#### 2.1.4.1 Zusammenfassung der Absorptionseigenschaften von Eisen

Insbesondere zeigen Eisenteilchen folgende Eigenschaften:

1. Aufgrund der hohen Dielektrizitätskonstanten kann das Absorptionsverhalten kugelförmiger Eisenteilchen gegenüber Nichtleitern im Infraroten nicht einfach durch  $Q(a, \lambda) \propto a \lambda^{-2}$  beschrieben werden. Nach den Berechnungen ist dieses Verhalten auf Teilchen mit einem Radius von weniger als  $\sim 0.01 \mu\text{m}$  bei einer Wellenlänge bis zu  $\sim 100 \mu\text{m}$  beschränkt. Bei größeren Eisenteilchen bis zu  $\sim 0.1 \mu\text{m}$  nimmt das Absorptionsvermögen im Ferninfraroten mit dem Radius um  $a^4$  zu.

2. Der Einfluss der Temperatur auf das Absorptionsvermögen der Eisenteilchen im Infraroten nimmt zu kleineren Eisenteilchen ab. Das Absorptionsvermögen von Eisenteilchen mit einem Radius von weniger als  $\sim 0.01 \mu\text{m}$  ist nahezu unabhängig von der Temperatur.
3. Der Massenabsorptionskoeffizient unregelmäßig geformter kleiner Eisenteilchen ist nach der CDE-Theorie gegeben durch  $\kappa_{\text{Ext}}(\lambda) = 2.5 \cdot 10^4 / \lambda [\mu\text{m}] \text{ cm/g}$ .

### 2.1.5 Absorptionsvermögen interstellaren Staubes

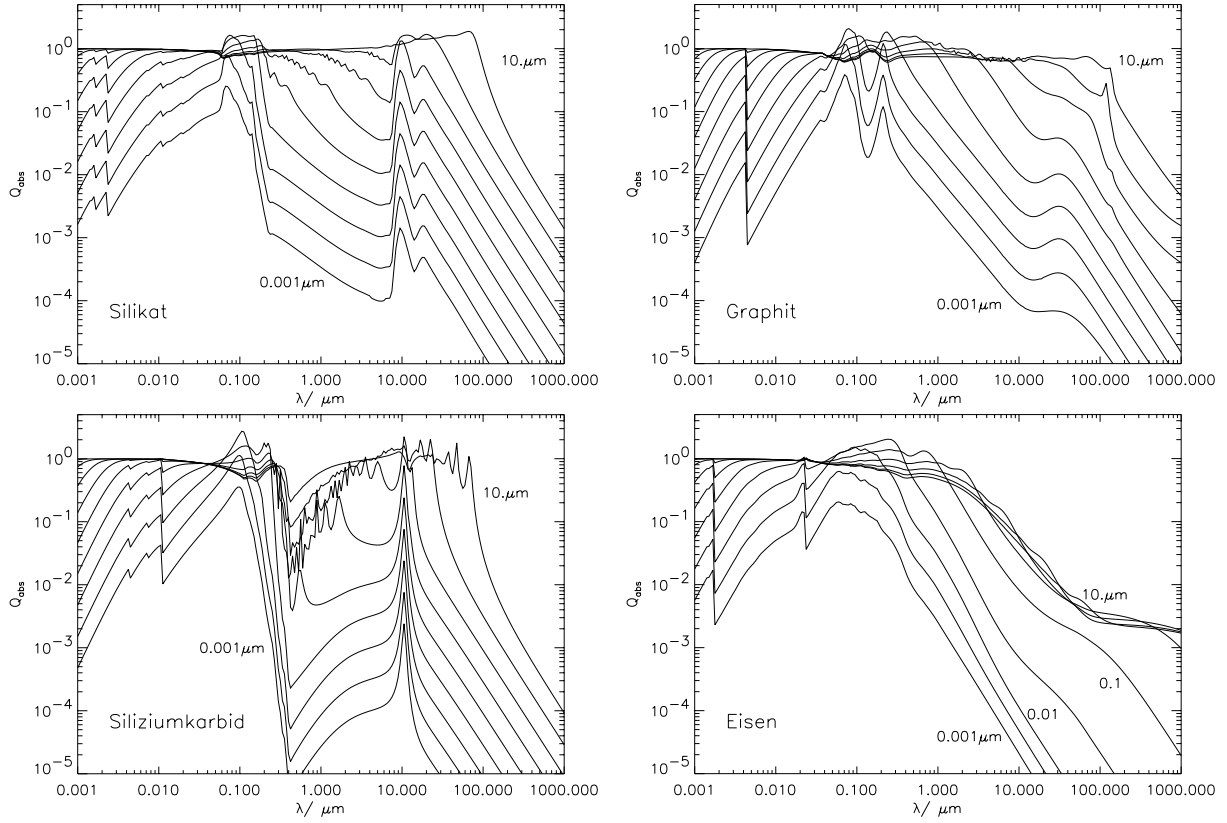
Unser Wissen über interstellaren Staub beruht hauptsächlich auf der gemessenen Extinktion, wonach die Stärke eines Signals auf dem Weg vom Objekt zur Erde abgeschwächt wird. Da sie von der Wellenlänge abhängt, scheinen die beobachteten Objekte im roten Wellenlängenbereich stärker zu emittieren als vergleichsweise im blauen. Dieses Phänomen, das als *interstellare Verfärbung* (im Englischen treffender mit *Reddening* beschrieben) bezeichnet wird, lässt sich mit winzigen Staubteilchen im interstellaren Medium erklären, deren Größe kleiner als die Wellenlänge des Lichts ist. Zudem zeigt die Extinktionskurve in einigen Energiebereichen breite Strukturen, die auf die Zusammensetzung des interstellaren Staubes hindeuten.

Man nimmt an, dass der Staub vor allem aus Silikat und Graphit besteht, da ein Gemisch aus beiden die gemessene Extinktion recht gut wiedergeben kann [DraineLee84]. Die Struktur bei  $0.22 \mu\text{m}$  wird dann dem Graphit, diejenige bei  $9.7 \mu\text{m}$  dem Silikat zugeordnet. Desweiteren werden neben anderen Stoffen wie Diamant [Amari97], sogenannte polyzyklische aromatische Hydrokarbonate (PAH's) [Puget89] auch Siliziumkarbid und speziell Eisen ([Tabak87], [Chlewicki88]) als mögliche Bestandteile des Staubes angeführt. Wegen der hohen Reaktivität des Eisens ist es aber fraglich, ob es im interstellaren Medium in reiner Form anzutreffen ist ([Duley80], [Jones90]), da es in relativ kurzer Zeit (weniger als  $10^6$  Jahre [Jones90]) mit dem Sauerstoff aus der Gasphase oxidieren würde. Allgemein nimmt man an, dass Eisen, wie die übrigen Metalle, im interstellaren Medium vorwiegend Bestandteil von Staubteilchen wie Silikat oder Graphit ist.

In Abbildung 2.9 sind die Absorptionskoeffizienten einzelner kugelförmiger Staubteilchen aus Silikat, Graphit, Siliziumkarbid und Eisen dargestellt, die zur Bestimmung des thermischen Verhaltens verwendet werden. Mit Ausnahme des Eisens, dessen Absorptionsvermögen ich nach dem in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Verfahren ermittelt habe, handelt es sich um Daten von Draine & Lee [DraineLee84] und Laor & Draine [LaorDraine93]. Für Graphit sind die optischen Konstanten bei einer Temperatur von 25 Kelvin, für Eisen bei 100 Kelvin gezeigt. Die Werte der großen Staubteilchen weisen im Infraroten eine leichte Temperaturabhängigkeit auf.

An den erwähnten spektralen Positionen der Extinktion zeigen kleine Staubteilchen aus Graphit und Silikat ein deutlich höheres Absorptionsvermögen. Kennzeichnend für Siliziumkarbid ist der sehr scharfe Anstieg der Absorption bei  $11 \mu\text{m}$ . Bei Graphit und Silikat ist wie beim Eisen zu beobachten, dass das Absorptionsvermögen der kleinen Staubteilchen zu höheren Energien ansteigt. Im Infraroten nimmt das Absorptionsvermögen stark

mit der Wellenlänge ab und kann außer im Fall größerer ( $> 0.01 \mu\text{m}$ ) Eisenteilchen mit dem einfachen Potenzgesetz  $Q(\lambda, a)_{\text{Abs}} \propto a/\lambda^2$  beschrieben werden. Eisen weicht, wie es im vorigen Abschnitt behandelt worden ist, weitgehend von diesem Verhalten ab.



**Abbildung 2.9:** Absorptionsvermögen von Silikat, Graphit, Siliziumkarbid und Eisen. Die Werte von Silikat, Graphit und Siliziumkarbid sind Berechnungen von Laor & Draine [LaorDraine93] und Draine & Lee [DraineLee84]. Für Eisen sind die von mir nach Abschnitt 2.1.1 ermittelten Daten aufgeführt. Dargestellt ist das Absorptionsvermögen kleiner Staubteilchen von  $0.001$  bis  $10.0 \mu\text{m}$  mit einem Größenunterschied  $\Delta \log(a[\mu\text{m}]) = 0.5$ .

## 2.2 Erwärmung und Kühlung der Staubteilchen

Im Wesentlichen wird Staub durch das ihn umgebende Plasma oder Strahlungsfeld aufgeheizt. Beide Mechanismen werden bei der Analyse der mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse benötigt und werden im Folgenden näher erläutert. Anhand der Gleichgewichtstemperatur wird der Einfluss der Staubgröße und der Staubzusammensetzung veranschaulicht und zum Teil mit Ergebnissen anderer Rechnungen verglichen. Eine realistische Beschreibung, insbesondere der kleinsten Staubteilchen, wird im darauffolgenden Abschnitt gegeben, indem bei der Bestimmung der Infrarotemission die Temperaturfluktuationen der Staubteilchen mit einbezogen werden.

### 2.2.1 Staub im Photonengas

Ist das Staubteilchen der Größe  $a$  in einem Photonenfeld der Energiedichte  $u_\lambda$  eingebettet, führt die Absorption der Photonen zu einer Erwärmungsrate

$$H(a) = \pi a^2 c \int_0^\infty Q_{\text{Abs}}(\lambda, a) u_\lambda d\lambda. \quad (2.57)$$

Hierbei wird angenommen, dass die Photonen ihre gesamte Energie an das Staubteilchen abgeben, was bei sehr hohen Energien von einigen keV nicht unbedingt gegeben ist. Laor & Draine [LaorDraine93] haben dieses Modell auch bei Röntgenstrahlung angewendet, um die Staubemission in aktiven Galaxien zu untersuchen. Indes müsste davon ausgegangen werden, dass ein Teil nicht vom Staubkorn absorbiert werden kann, da bei Energien oberhalb der Austrittsarbeit, die je nach der Zusammensetzung der Staubteilchen im Bereich von 6 bis 8 eV [Draine78] liegen sollte, die Photonen mit dem Photoeffekt Elektronen aus dem Staubkorn lösen können. Detaillierte Berechnungen der Erwärmung durch hochenergetische Photonen, die hier wegen des größeren Aufwands nicht nachvollzogen werden können, finden sich unter anderem bei Dwek & Smith [DwekSmith96] und Voit [Voit91].

Die Energiedichte  $u_\lambda$  des interstellaren Strahlungsfeldes in der Nähe der Sonne ist nach Mathis, Mezger und Panagia [MMP82], ferner mit MMP bezeichnet, gegeben durch

$$u_\lambda = \chi \left( u_\lambda^{UV\odot} + \sum_{i=2}^4 W_i \frac{4\pi}{c} B_\lambda(T_i) \right) + \frac{4\pi}{c} B_\lambda(2.9 \text{ K}), \quad (2.58)$$

mit den Verdünnungen  $(W_2, W_3, W_4) = (10^{-14}, 10^{-13}, 4 \times 10^{-13})$  und den Temperaturen  $(T_2, T_3, T_4) = (7500, 4000, 3000)$ .  $u_\lambda^{UV\odot}$  ist die Energiedichte im Ultravioletten in der Nähe der Sonne (Tabelle C1 [MMP82]). Im Modell wird angenommen, dass das Strahlungsfeld an der Lymanngrenze (91.2 nm) endet. Der Parameter  $\chi$  wurde eingeführt, um die Stärke des interstellaren Strahlungsfeldes verändern zu können. Spezielle Fälle wurden unter anderem von Guhathakurta & Draine [Guhathakurta89] und Draine & Anderson [DraineAnd85] untersucht.

### 2.2.2 Staub im heißen Gas

Nach theoretischen Überlegungen sollten die Staubteilchen infolge energetischer Strahlung und Stößen mit den sie umgebenden Gasteilchen elektrisch geladen sein. Oberhalb einer Temperatur des Gases von mehr als  $10^6$  K ist ihre potentielle Energie gegenüber  $kT$  vernachlässigbar [DraineSalp79a], so dass die Staubteilchen in diesem Fall als neutral behandelt werden können.

In einem heißen Gas werden die Staubteilchen vorwiegend durch freie Elektronen erwärmt. Wesentliche Beiträge liefern zusätzlich Stöße mit den am häufigsten auftretenden Elementen Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff [Dwek87].

Kennzeichnend für die Erwärmung durch ein Gas ist, dass der Energieübertrag der einzelnen Gasteilchen auf das Staubkorn von ihrer kinetischen Energie abhängt. Bestimmt ist der Energieverlust durch die Reichweite  $R(E)$ , die ein Gasteilchen der kinetischen

Energie  $E$  zurücklegt, bis es seine gesamte Energie verloren hat. Ist diese Reichweite kleiner als die effektive Dicke  $R_0 = \frac{4}{3}a$ , so ist die auf das Staubkorn deponierte Energie gerade die kinetische Energie des Gasteilchens. Anderenfalls besitzt das Gasteilchen eine Restenergie  $E'$ , die sich aus der Differenz der möglichen Eindringtiefe und der effektiven Dicke des Staubteilchens ergibt:

$$R(E') = R(E) - R_0. \quad (2.59)$$

Der Energieverlust des Gasteilchens ist dann  $E_d = E - E'$ .

Vereinfachend sei die Geschwindigkeit der Staubteilchen gegenüber den Geschwindigkeiten der Teilchen des heißen Gases vernachlässigbar. Desweiteren möge sich das Gas im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, so dass die Energieverteilung der Gasteilchen durch die Maxwellverteilung beschrieben wird:

$$g(E)dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-E/kT} (kT)^{-3/2} \sqrt{E} dE. \quad (2.60)$$

Hierbei müssen Elektronen und Ionen, so wie es im Fall der SN 1987A beispielsweise im Abschnitt 4.4.3.1 diskutiert wird, nicht zwangsläufig die gleichen Temperaturen aufweisen.

Die Erwärmungsrate eines Staubteilchens der Größe  $a$  durch die einzelnen Komponenten  $i$  des heißen Gases ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} H(a) &= \pi a^2 \sum_i n_i \int_0^\infty g_i(E) v_i(E) E \zeta_i(E) dE, \\ &= \pi a^2 \sum_i \sqrt{\frac{32}{\pi m_i}} n_i (kT_i)^{3/2} h_i(a). \end{aligned} \quad (2.61)$$

$\zeta_i(E) = E_d/E$  gibt den Bruchteil der kinetischen Energie an, die auf das Staubkorn übertragen wird,  $n_i$  die Anzahldichte und  $m_i$  die Masse der Gasteilchen. Die Größe  $h_i(a)$  ist gegeben durch [DwekWerner81]:

$$h_i(a) = \frac{1}{2} \int_0^\infty x^2 \zeta_i(E = xkT_i, a) e^{-x} dx, \quad (2.62)$$

hat einen Betrag zwischen 0 und 1 und kann daher auch als *Effizienz der Erwärmung* aufgefasst werden ([Dwek87], [DwekArendt92]).

Bei der Berechnung wurde ein voll ionisiertes Plasma mit bestimmten Dichten von Wasserstoff ( $n_{\text{H}}$ ) und Helium ( $n_{\text{He}}$ ) sowie einer Metallizität  $Z$  mit den relativen solaren Häufigkeiten der anderen Elemente nach Anders & Grevesee [Anders89] angenommen.

### 2.2.2.1 Erwärmung durch Elektronen

Die experimentellen Messungen der Reichweite der Elektronen im Bereich 10 eV bis 1 MeV lassen sich nach Dwek & Smith [DwekSmith96] beschreiben durch:

$$\log_{10} \tilde{R}(E) = a_0 + \sum_{n=1}^4 a_n \log_{10}^n(E). \quad (2.63)$$

Hierbei ist die Reichweite  $\tilde{R}(E)$  in  $\text{g}/\text{cm}^2$  und die Energie in eV zu nehmen. Als Konstanten  $(a_0, a_1, a_2, a_3, a_4)$  fanden sie  $(-8.1070, 1.0596, -0.27838, 0.11741, -0.010731)$  für Graphit und Kohlenstoff sowie  $(-8.1245, 1.1102, -0.31900, 0.12908, -0.011757)$  für Silikat. Sofern die Reichweite der meisten Elektronen des Gases kürzer als die mittlere Dicke  $4a\rho/3$  des Staubteilchens ist, wird die *Effizienz* nahe 1 und für die Erwärmungsrate folgt:

$$H(a)[\text{J/s}] \approx 5.389 \times 10^{-25} n_e[\text{cm}^{-3}] a[\mu\text{m}]^2 T_{\text{Gas}}^{3/2}. \quad (2.64)$$

Bei Staubteilchen mit einer Dichte  $3 \text{ g}/\text{cm}^3$  ist die Bedingung bei einer Temperatur unterhalb von  $\approx 2 \times 10^7$  Kelvin und Staubteilchen von mindestens  $0.05 \mu\text{m}$  Größe erfüllt [DwekArendt92]. Oberhalb dieser Temperatur nimmt die Wechselwirkung des Staubes mit den Elektronen drastisch ab, so dass die Erwärmung mit zunehmendem Anteil durch Ionen erfolgt.

### 2.2.2.2 Erwärmung durch Ionen

Zur Berechnung des Energieübertrages durch Stöße mit Ionen wurde für die Reichweite die Näherung von Draine & Salpeter [DraineSalp79a] verwendet, nach der unterhalb einer Energie von 100 keV die Reichweite von Wasserstoff und Helium in einem Medium der Dichte  $\rho$  gegeben ist durch:

$$R_{\text{H}}(E)[\mu\text{m}] = 3 \times 10^2 \rho^{-1}[\text{g}/\text{cm}^3] E[\text{keV}], \quad R_{\text{He}} = 0.6 R_{\text{H}}. \quad (2.65)$$

Für Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff nahmen Dwek & Werner zusätzlich eine Reichweite  $R_{\text{C,N,O}}(E) = 0.2 R_{\text{H}}(E)$  an [DwekWerner81]. Da die Reichweite jeweils proportional zur kinetischen Energie verläuft, ist der Energieübertrag bei den Ionen, die nicht im Staubteilchen stecken bleiben, stets unabhängig von ihrer anfänglichen kinetischen Energie. Der Bruchteil der auf das Staubteilchen abgegebenen Energie ist demzufolge:

$$\zeta(E, a) = \begin{cases} 1.0 & E \leq E^*, \\ E^*/E & \text{sonst.} \end{cases} \quad (2.66)$$

Hierbei ist  $E^*$  diejenige Energie, bei der die Reichweite der effektiven Dicke des Staubteilchens entspricht. Aus Gleichung 2.65 folgt:

$$E^*(\text{keV}) = \frac{1}{3} a[\mu\text{m}] \rho[\text{g cm}^{-3}] \times \begin{cases} 133 & \text{H Atome,} \\ 222 & \text{He Atome,} \\ 665 & \text{C, N und O Atome.} \end{cases} \quad (2.67)$$

Zudem läßt sich für die *Effizienz* ein einfacher analytischer Ausdruck angeben [Dwek87]:

$$h_Z(a, T) = [1 - (1 + E^*/2kT) \exp(-E^*/kT)]. \quad (2.68)$$

### 2.2.3 Staubteilchen im Gleichgewicht mit der Umgebung

Ein Körper einer bestimmten Temperatur strahlt ein der Temperatur charakteristisches Spektrum ab, das bei einem schwarzen Strahler gerade durch die Plancksche Strahlungsformel gegeben ist:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1}. \quad (2.69)$$

Da kleine Staubteilchen nicht in allen Wellenlängen gleich absorbieren bzw. emittieren können, wird das Spektrum durch das Emissionsvermögen  $Q_{\text{Em}} = Q_{\text{Abs}}$  verändert, so dass der Strahlungsstrom eines Staubteilchens der Größe  $a$  mit der Temperatur  $T_D$  gegeben ist durch:

$$F_\lambda = \pi Q_{\text{Abs}}(a, \lambda, T) B_\lambda(T). \quad (2.70)$$

Integriert über alle Wellenlängen und multipliziert mit der Oberfläche des Staubteilchens ergibt sich seine Leuchtkraft:

$$L(a) = 4\pi a^2 \sigma_{\text{SB}} T^4 \langle Q_{\text{Abs}}(a, T) \rangle, \quad (2.71)$$

wobei  $\sigma_{\text{SB}}$  die Stefan-Boltzmann-Konstante und

$$\langle Q_{\text{Abs}}(a, T) \rangle = \int_0^\infty Q_{\text{Abs}}(a, \lambda, T) \pi B_\lambda(T) d\lambda / (\sigma_{\text{SB}} T^4) \quad (2.72)$$

das über die Planckfunktion gemittelte Absorptionsvermögen bezeichnet.

Anschaulich beschreibt dieser Wert, wie groß der über alle Wellenlängen integrierte Strahlungsstrom eines Staubteilchens im Verhältnis zu dem eines schwarzen Strahlers ist, das nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz proportional zur vierten Potenz der Temperatur ansteigt.

**Tabelle 2.3:** Planck gemittelte Emissionskoeffizienten im Bereich 10 – 80 Kelvin.

Größen	0.001-0.25 $\mu m$		0.001-1.00 $\mu m$	
	$C[\text{cm}^{-1}\text{K}^{-\gamma}]$	$\gamma$	$C[\text{cm}^{-1}\text{K}^{-\gamma}]$	$\gamma$
Silikat	$0.1050 \pm 0.0003$	$2.0720 \pm 0.0010$	$0.1010 \pm 0.0042$	$2.087 \pm 0.017$
Graphit	$0.4348 \pm 0.235$	$1.713 \pm 0.175$	$0.401 \pm 0.269$	$1.844 \pm 0.306$
SiC	$0.00889 \pm 0.00005$	$1.972 \pm 0.002$	$0.0080 \pm 0.0001$	$2.011 \pm 0.042$

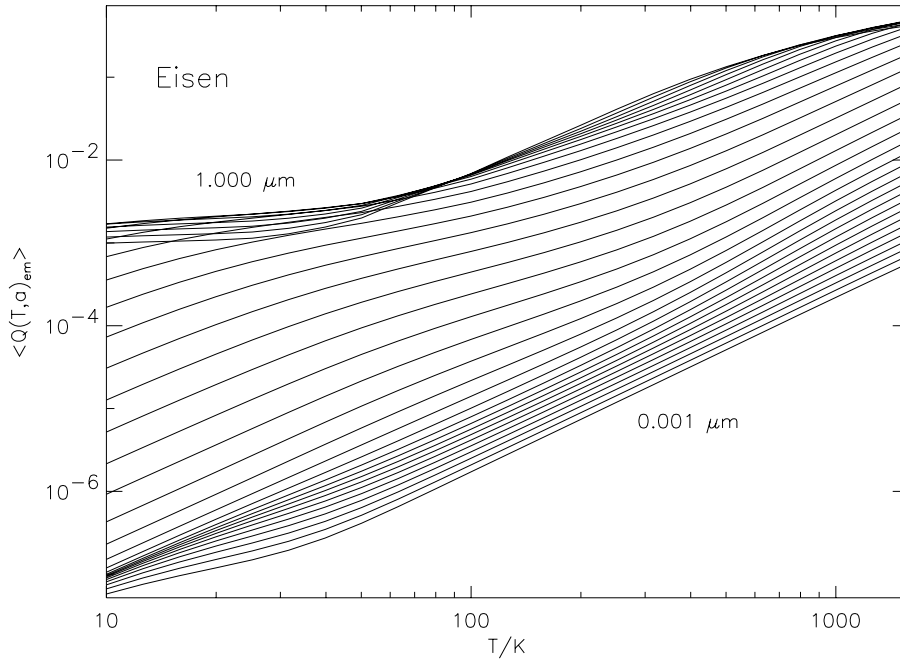
Das Absorptionsvermögen der Staubteilchen weist zum Teil ein komplexes Verhalten auf, kann aber insbesondere im Ferninfraroten zumeist durch eine einfache Funktion beschrieben werden. Nimmt das Absorptionsvermögen nach  $Q_{\text{Abs}}(T) = aC\lambda^{-\gamma}$  mit der Wellenlänge ab, ergibt sich ein Verlauf  $\propto aCT^\gamma$  ([DwekArendt92], Anhang A). Nach Draine [Draine87] entsprechen die gemittelten Werte von Graphit und Silikat im Bereich bis 70 Kelvin näherungsweise einem Verlauf von  $\langle Q_{\text{Abs}}(T) \rangle / a[\text{cm}] \approx 0.16 T^{1.94}$ . Die Werte in Tabelle 2.2.3 habe ich anhand der hier verwendeten Daten von Laor & Draine [LaorDraine93]

ermittelt. Hierbei habe ich für einzelne gegebene Staubgrößen die Konstanten  $C$  und  $\gamma$  des Ansatzes  $\langle Q_{\text{Abs}}(a, T) \rangle = aCT^\gamma$  zunächst unabhängig voneinander bestimmt. Aufgeführt sind die Mittelwerte und, als Maß der Genauigkeit, deren Standardabweichungen.

Bei Eisen kann nach der Diskussion des Absorptionsverhaltens das gemittelte Emissionsverhalten nur innerhalb gewisser Größen- und Wellenlängenbereiche vereinfacht beschrieben werden. Die entsprechenden Werte lassen sich aus den untersuchten Grenzfällen mit Hilfe des allgemeinen Ausdrucks A.8 ableiten. Auf diese Weise ergeben sich folgende Näherungen:

$$\begin{aligned} \langle Q_{\text{Abs}}(a \approx 0.001 \mu\text{m}, T) \rangle &\approx 2.28 \times 10^{-10} a[0.001\mu\text{m}] T[\text{K}]^2, & T > 30 \text{ K}, \\ \langle Q_{\text{Abs}}(a \approx 0.01 \mu\text{m}, T) \rangle &\approx 9.85 \times 10^{-10} T[\text{K}]^2, & \text{alle } T, \\ \langle Q_{\text{Abs}}(a \approx 0.04 \mu\text{m}, T) \rangle &\approx 3.35 \times 10^{-8} a[0.04\mu\text{m}]^4 T[\text{K}]^2, & T < 80\text{K}, \\ \langle Q_{\text{Abs}}(a \approx 1.0 \mu\text{m}, T) \rangle &\approx 1.17 \times 10^{-3} a[\mu\text{m}]^{-1}, & T < 50\text{K}. \end{aligned}$$

Das Verhalten hängt offensichtlich stark von der Größe der einzelnen Staubteilchen ab.



**Abbildung 2.10:** Planck gemitteltes Absorptionsvermögen kugelförmiger Eisenteilchen unterschiedlicher Größe von 0.001 bis 1  $\mu\text{m}$ . Der Größenunterschied der Staubteilchen zwischen den einzelnen Kurven beträgt  $d \log(a[\mu\text{m}]) = 0.05$ .

In Abbildung 2.10 sind die numerisch bestimmten Werte des gemittelten Emissionskoeffizienten dargestellt. Zur Berechnung habe ich für die Werte des Absorptionskoeffizienten bei Wellenlängen von mehr als 1000  $\mu\text{m}$  einen Verlauf mit  $\propto \lambda^{-2}$  angenommen. Um das Emissionsverhalten von Siliziumkarbid, Silikat oder Graphit unter den unterschiedlichen



astrophysikalischen Bedingungen bestimmen zu können, werden für diese Staubteilchen die von Draine angegebenen Werte der gemittelten Emissionskoeffizienten verwendet.

Befindet sich ein Staubteilchen im Gleichgewicht mit seiner Umgebung, kann dem Staubteilchen eine Gleichgewichtstemperatur zugeordnet werden, bei der die Kühlung gerade der Erwärmung  $H(a)$  entspricht:

$$L(a, T) = H(a). \quad (2.73)$$

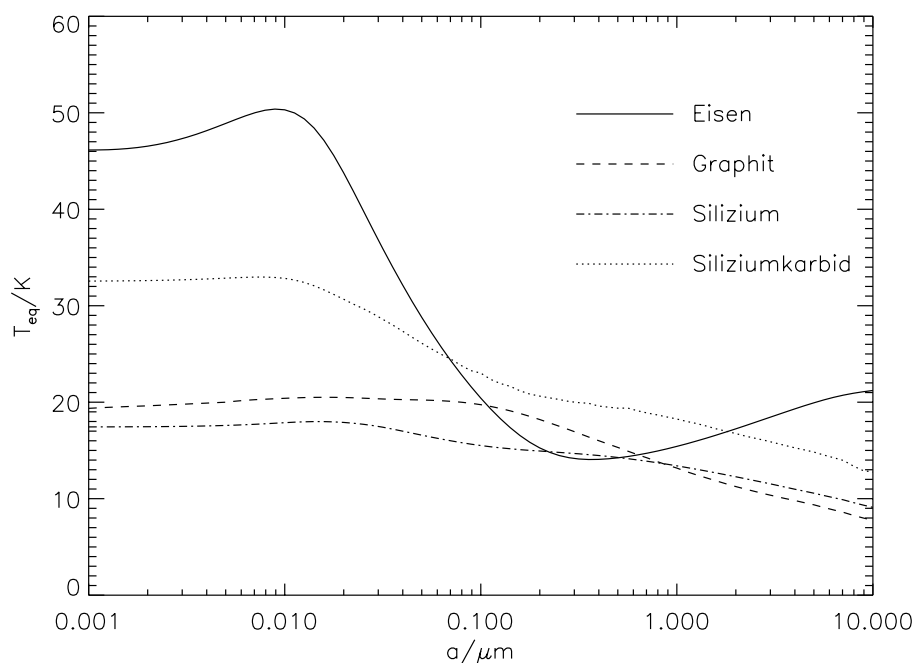
Rein formal läßt sich dadurch für jedes Staubteilchen eine Temperatur angeben. Hingegen ist der Begriff 'Gleichgewichtstemperatur' bei kleinen Staubteilchen irreführend, da sie sich, wie im späteren Abschnitt gezeigt werden wird, nicht im Gleichgewicht befinden und nicht durch eine Temperatur charakterisiert werden können. Zunächst soll zum Vergleich des Verhaltens der unterschiedlichen Größen dieser Effekt aber außer acht gelassen werden.

Um den Einfluss der zwei Mechanismen der Erwärmung der Staubteilchen auf die Staubgröße und die Staubzusammensetzung zu untersuchen, habe ich die entsprechenden Staubtemperaturen im interstellaren Strahlungsfeld und im Fall von Graphit und Silikat im Plasma unterschiedlicher Dichte und Temperatur ermittelt (Abbildungen 2.11 und 2.12).

Im interstellaren Strahlungsfeld zeichnet sich Graphit gegenüber Silikat dadurch aus, dass die Gleichgewichtstemperaturen der Staubteilchen bis  $\approx 0.6 \mu\text{m}$  bei leicht höheren Werten liegen. Grundsätzlich höhere Temperaturen weist Siliziumkarbid auf. Der Abfall der Gleichgewichtstemperatur zu größeren Staubteilchen hängt damit zusammen, dass diese Teilchen ein höheres Emissionsvermögen im Infraroten besitzen. Ihr Absorptionsvermögen im ultravioletten und optischen Wellenlängenbereich bleibt hingegen annähernd gleich einem konstanten Wert. Die Temperaturen zweier Staubteilchen verschiedener Größe verhalten sich in etwa wie  $T_1^6 a_1 = T_2^6 a_2$ . Demgegenüber verlaufen die Kurven bei kleinen Staubradien sehr flach oder zeigen sogar geringere Temperaturen der kleinsten Staubteilchen an, was, wie man anhand Abbildung 2.9 sehen kann, mit einer Abnahme des Absorptionsvermögens im Ultravioletten verbunden ist.

Die Gleichgewichtstemperaturen von Eisenteilchen, wie auch von Chlewicki & Laureijs [Chlewicki88] festgestellt worden ist, hängen stark von ihrer Größe ab. Hiernach müssen Metallteilchen nicht, wie in der Literatur gelegentlich angeführt ([Wooden97], [Tabak87]), unbedingt heißer als andere Staubteilchen sein. Bei einer Größe von  $a = 0.4 \mu\text{m}$  weist von den untersuchten Staubarten Eisen die tiefste Temperatur auf. Der große Temperaturunterschied zwischen Staubteilchen mit Radien von  $0.01$  und  $1 \mu\text{m}$  kann leicht anhand der abgeleiteten gemittelten Emissionskoeffizienten erklärt werden. Wenn die absorbierte Energie pro Fläche vergleichbar ist, gilt zwischen den Temperaturen folgende Beziehung:  $\langle Q_{\text{Em}}(a_1, T_1) \rangle T_1^4 \approx \langle Q_{\text{Em}}(a_2, T_2) \rangle T_2^4$ . Mit den entsprechenden Näherungen des gemittelten Emissionskoeffizienten 2.73 für  $a_1 = 0.01 \mu\text{m}$  und  $a_2 = 1 \mu\text{m}$  ergibt dies  $T_1 \approx 10.3 T_2^{2/3}$ , so dass man bei  $T_2 = 15 \text{ K}$  eine Temperatur von sogar 63 Kelvin erwartet, was im Rahmen der Genauigkeit der Abschätzung mit dem berechneten Wert übereinstimmt.

Eisenteilchen sollten insgesamt weitaus geringere Temperaturen im interstellaren Medium besitzen, als von Tabak [Tabak87] angegeben worden ist. Zwar sind die Ergebnisse



**Abbildung 2.11:** Von mir berechnete Gleichgewichtstemperaturen kugelförmiger Staubteilchen im interstellaren Medium in Abhängigkeit vom Radius  $a$ .

nicht ganz zu vergleichen, da er ein höheres Strahlungsfeld angenommen hat, dennoch würde dies nicht den deutlichen Temperaturunterschied erklären. Nach Tabak und Straitiff [Tabak83] sollten Eisenteilchen mit weniger als  $0.065 \mu\text{m}$  Größe mindestens eine Gleichgewichtstemperatur von 100 Kelvin besitzen. Desweiteren fanden sie statt der hier ermittelten 17 Kelvin eines Eisenteilchens mit  $a = 0.14 \mu\text{m}$  eine Temperatur von 91 Kelvin. Für die Diskrepanz sind neben dem von Tabak angenommenen stärkeren interstellaren Strahlungsfeld vorrangig drei Gründe zu nennen:

- Für die Konstanten der Drudefunktion benutzte Tabak Werte, die bei Raumtemperatur höhere Werte der Dielektrizitätskonstanten im Infraroten ergeben. Daraus folgt aus der dielektrischen Dipolnäherung ein geringeres Absorptionsvermögen.
- In der Arbeit von Tabak wurde zwar die Abhängigkeit der optischen Konstanten von der Temperatur nicht aber die bezüglich der Größe berücksichtigt. Auf den Unterschied im Absorptionsvermögen wurde in Abschnitt 2.1.1.3 hingewiesen.
- Für das Absorptionsverhalten im Infraroten wurde eine Näherung verwendet, die nicht den Anteil der magnetischen Dipolnäherung erfasst. Hingegen wurde in Abschnitt 2.1.2 gezeigt, dass außer bei den kleinsten Eisenteilchen dieser Anteil wesentlich zum Absorptionsvermögen beiträgt.

Diese Beispiele zeigen deutlich, dass man eine möglichst genaue Kenntnis der optischen

Konstanten besitzen muss, wenn aus dem charakteristischen Verhalten des Staubteilchens einer bestimmten Zusammensetzung physikalische Parameter abzuleiten sind. So wäre zum Beispiel bei den hier präsentierten Ergebnissen für hohe Temperaturen der Eisenteilchen gegenüber den Berechnungen von Tabak [Tabak87] ein viel stärkeres Strahlungsfeld notwendig.

Abbildung 2.12 zeigt Gleichgewichtstemperaturen von neutralen Staubteilchen aus astronomischem Silikat bzw. Graphit in heißen Plasmen unterschiedlicher Temperatur und Dichte. Da die Staubteilchen infolge der Stöße mit den Gasteilchen elektrisch geladen sein sollten, geben die Werte die wirklichen Gleichgewichtstemperaturen unterhalb einer Gastemperatur von  $10^6$  Kelvin nur annähernd wieder. Bei einer negativen Ladung verringert sich der Wirkungsquerschnitt der Stöße mit Elektronen und die Gleichgewichtstemperatur sollte demnach geringer sein. Oberhalb von  $10^6$  Kelvin ist der Einfluss auf die Erwärmungsrate hingegen vernachlässigbar.

Die Gleichgewichtstemperaturen bis zu einer minimalen Größe von  $10 \text{ \AA}$  sind wie bei der Betrachtung der Staubteilchen im interstellaren Medium nur zum Vergleich angegeben, da die kleinsten Staubteilchen zum Teil über die Zeit stark in der Temperatur schwanken und sie demnach nicht mit einer Temperatur beschrieben werden können, worauf im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.

Das Verhalten von Staubteilchen im heißen Gas wurde unter anderem von Dwek [Dwek87] und Dwek & Arendt [DwekArendt92] diskutiert. Bei nicht zu heißen Plasmen werden die Staubteilchen vorwiegend durch die freien Elektronen aufgeheizt. Bei einem gemittelten Emissionsvermögen von  $\eta a T^\gamma$  verhält sich die Staubtemperatur bezüglich der Gasdichte und der Größe  $a$  wie  $T \propto (n/a)^{1/(\gamma+4)}$ :

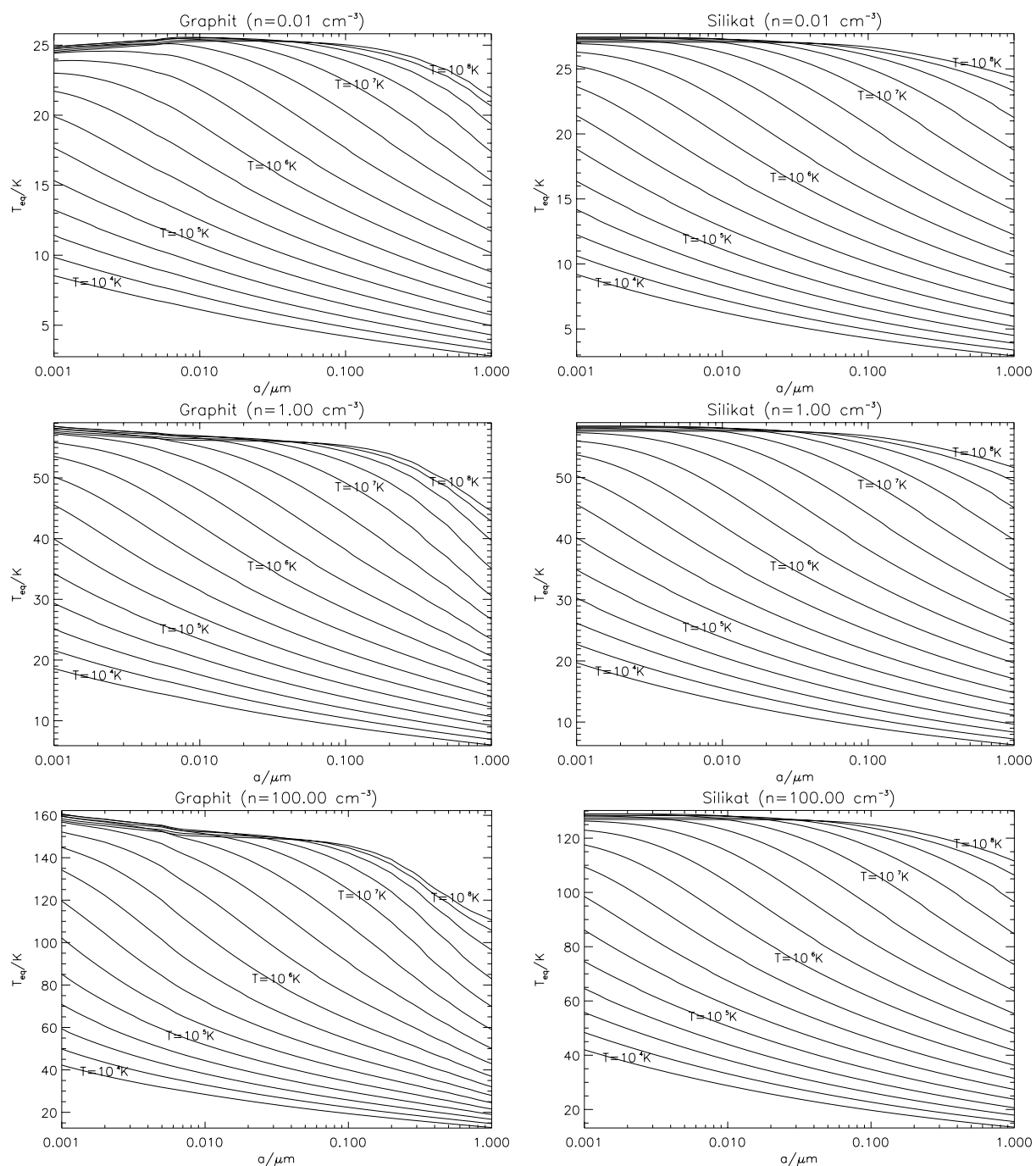
$$T_{\text{Staub}} \approx \left( 7.563 \zeta^{-1} n_e [\text{cm}^{-3}] a [\mu\text{m}]^{-1} T_{\text{Gas}}^{3/2} \right)^{1/(4+\gamma)}. \quad (2.74)$$

In sehr heißen Plasmen geben die Elektronen und Ionen nur einen Bruchteil ihrer kinetischen Energie an die Staubteilchen ab, der proportional zur effektiven Dicke der Staubkörner ist. Die Erwärmungsrate  $H(a)$  verläuft daher im Fall nicht zu heißer Staubteilchen wie die Kühlungsrate bei Graphit und Silikat proportional zum Volumen, so dass die Gleichgewichtstemperatur nicht mehr von der Größe der Staubteilchen bestimmt ist. Zudem nimmt bei hohen Energien die Reichweite der Elektronen ungefähr mit  $E^{1.5}$  zu [DwekArendt92]. Der Energieübertrag verhält sich bei Reichweiten, die viel größer als die effektive Dicke  $R_0$  sind, insgesamt wie  $E_d = R_0 \left( \frac{dR}{dE} \right)^{-1} \propto a \rho E^{1/2}$ . Damit ist die Erwärmungsrate unabhängig von der Temperatur des Plasmas.

Ein Staubteilchen der Größe  $a = 0.05 \mu\text{m}$  sollte nach den Berechnungen für Silikat und Graphit in Plasmen mit Temperaturen oberhalb von  $\approx 3.2 \cdot 10^7$  Kelvin und solarer Metallizität folgende Gleichgewichtstemperaturen aufzeigen:

$$T_{\text{Staub}} \approx \begin{cases} 57.8 n [\text{cm}^{-3}]^{0.165} \text{ K}, & \text{Silikat,} \\ 55.8 n [\text{cm}^{-3}]^{0.193} \text{ K}, & \text{Graphit.} \end{cases} \quad (2.75)$$

Die ermittelten Werte entsprechen in etwa den Ergebnissen, die Dwek & Arendt für hohe Gastemperaturen angeben [DwekArendt92]. Kann das Emissionsvermögen der Staubteil-



**Abbildung 2.12:** Gleichgewichtstemperaturen kugelförmiger nichtgeladener Staubteilchen aus Graphit oder Silikat bei unterschiedlichen Dichten und Temperaturen des Gases. Die Metallizität entspricht derjenigen der Sonne [Anders89]. Der Abstand der Gastemperatur benachbarter Linien beträgt  $d \log(T[K]) = 0.25$ .

chen allgemein durch  $\zeta a T^\gamma$  beschrieben werden, ergibt sich hieraus näherungsweise:

$$T_{\text{Staub}} \approx (1.7 \cdot 10^9 \zeta^{-1} \rho[\text{g/cm}^3] n[\text{cm}^{-3}])^{1/(4+\gamma)} \text{ K}. \quad (2.76)$$

### 2.2.3.1 Grenzfall des Modells bei geringer thermischer Energie

Da die abgestrahlte Energie allein aus der thermischen Energie bezogen wird, kann es insbesondere bei sehr kleinen Staubteilchen zu Problemen kommen. Es ist offensichtlich, dass die emittierte Energie  $E_{\text{ph}}$  eines Photons nicht größer als die thermische Energie  $E_{\text{th}}$  sein kann. Vielmehr muss, damit das Staubteilchen in einer Temperatur strahlen kann, die emittierte Energie  $E_{\text{ph}}$  sehr viel kleiner sein.

Unterhalb 50 Kelvin ist die Wärmekapazität von Silikat  $C_{\text{Si}} = 1.4 \times 10^{-16} T^2 \text{ JK}^{-1} \mu\text{m}^{-3}$  [Dwek86]. Demnach hat ein Staubteilchen der Größe  $a$  die thermische Energie  $E_{\text{th}}(T) = 1.95 \times 10^{-16} a^3 [\mu\text{m}] T^3 [\text{K}] \text{ J}$ . Auf der anderen Seite kann die Energie der emittierten Photonen durch das Maximum der Planckverteilung  $U_{\text{max}} = hc/\lambda_{\text{max}}$  abgeschätzt werden, wobei  $h$  die Planckkonstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\lambda_{\text{max}} = 2.9 \times 10^3/T[\text{K}] \mu\text{m}$  die Wellenlänge des Maximums bezeichnet. Gleichsetzen beider Energien ergibt:

$$T \approx 1.87 \sqrt{10^{-7} a^{-3} [\mu\text{m}]}. \quad (2.77)$$

Für  $a = 0.001 \mu\text{m}$  und  $a = 0.01 \mu\text{m}$  sind die entsprechenden Temperaturen 18.7 und 0.56 Kelvin. Das Modell kann also nur oberhalb dieser Temperaturen physikalisch sinnvolle Ergebnisse liefern. Wenn man annimmt, dass die Photonenenergien maximal ein Zehntel der Gesamtenergie betragen dürfen, liegen diese Temperaturen bei 59.1 und 1.9 Kelvin. Die Beispiele zeigen, dass bei sehr kleinen Staubteilchen mit  $a \ll 0.01 \mu\text{m}$  das Modell der Kühlung nur eingeschränkt anwendbar ist. Es handelt sich hierbei um Staubteilchen, die eine starke Schwankung der Temperatur besitzen. Da sie ihre Energie vorwiegend bei hohen und weniger bei den hier berechneten vergleichsweise geringen Temperaturen in Form von Strahlung verlieren, ist der Effekt insgesamt vernachlässigbar.

Eine Ungenauigkeit der Temperatur ergibt sich zudem einfach aus ihrer statistischen Eigenschaft. Betrachtet sei die mittlere quadratische Schwankung  $\langle(\Delta T)^2\rangle = kT^2/c_V$  [Becker85].  $k$  ist die Boltzmannkonstante und  $c_V = \frac{4}{3}\pi a^3 C_{\text{Si}}$  die Wärmekapazität des Staubteilchens. Unterhalb 50 Kelvin ist die Schwankung von Silikat mit dem obigen Wert der Wärmekapazität unabhängig von der Temperatur:

$$\langle(\Delta T)^2\rangle = 0.235 \times 10^{-7} a^{-3} [\mu\text{m}] \text{ K}^2. \quad (2.78)$$

Für ein Staubteilchen der Größe  $0.001 \mu\text{m}$  ergibt sich daraus eine Schwankung  $\sqrt{\langle(\Delta T)^2\rangle}$  von 5 Kelvin.

## 2.3 Temperaturschwankungen kleiner Staubteilchen

Extinktionsmessungen ließen vermuten, dass der interstellare Staub zahlenmäßig vorwiegend aus sehr kleinen Staubteilchen besteht, während die Staubmasse andererseits

von den größeren Staubteilchen bestimmt sein dürfte. Mathis, Rumpel und Nordsiek [MRN77] ermittelten für die minimale Staubgröße von Graphitteilchen einen Radius von nur  $0.005 \mu\text{m}$ . Die Himmelsbeobachtung mit *IRAS*, dem *Infrared Astronomical Satellite*, in den Filtern 12, 25, 60 und  $100 \mu\text{m}$  zeigten, dass ein großer Teil der diffusen Strahlung bei 12 und  $25 \mu\text{m}$  emittiert wird, was wiederum auf die Anwesenheit sehr kleiner Staubteilchen im interstellaren Medium zurückgeführt wird, da sie eine starke Fluktuation der Temperatur aufweisen sollten und daher höhere Energien emittieren müssten.

Da nach der Anzahl die kleinen Staubteilchen einen wesentlichen Anteil des Staubes im interstellaren Medium ausmachen, ist es zur Deutung der Emission notwendig, die Temperaturfluktuationen der kleinen Staubteilchen in die theoretischen Rechnungen einzubeziehen.

Die Temperaturfluktuationen von Staubteilchen in einem heißen Gas oder in einem Strahlungsfeld waren daher schon Gegenstand vieler Untersuchungen (u. a. [Gail75], [Purcell76], [DraineAnd85], [Desert86], [Dwek86], [Tabak87], [Guhatarkurta89], [Voit91]). Schwankungen der Temperatur sind mit einer Änderung der thermischen Energie der Staubteilchen verbunden, die sich dann ergeben, wenn einzelne Energieüberträge größer als die mittlere thermische Energie des Staubteilchens sind. Zur Berechnung dieses Verhaltens werden verschiedene Methoden wie die Monte-Carlo-Methode ([DraineAnd85], [Tabak87]), iterative Näherungen der richtigen Lösungen ([Desert86], [Dwek86]) oder die numerische Berechnung [Guhatarkurta89] diskutiert. Zudem werden analytische Lösungen für den Fall sehr kleiner oder großer Staubteilchen angegeben ([Voit91], [Purcell76]).

Hier bot es sich an, die Temperaturverteilung durch eine numerische Integration nach der Methode von Guhatakurta & Draine [Guhatarkurta89] zu ermitteln. Um einen weiten Anwendungsbereich zu ermöglichen, werden die wichtigsten Mechanismen der Erwärmung von Staubteilchen im Modell mit eingefügt. Dies erlaubt die Berechnung der Temperaturverteilung unterschiedlicher Staubteilchen in einem Strahlungsfeld, das sowohl ein kontinuierliches Spektrum wie im interstellaren Medium oder ein Linienspektrum aufweisen kann, oder in einem ionisierten Gas beliebig hoher Elektronen- und Iontemperatur und frei wählbarer Metallizität. Ebenfalls können die Erwärmung durch Photonen und die Erwärmung durch heißes Gas kombiniert werden. Die Temperaturfluktuationen kleiner Staubteilchen im heißen Gas wurden zwar schon untersucht, jedoch war die Erwärmung nur auf die Stöße mit Elektronen beschränkt [Dwek86]. Wie gezeigt werden wird, können Stöße mit Ionen die Staubteilchen auf sehr hohe Temperaturen aufheizen, deren Energieüberträge zu einer näherungsweise stufenförmigen Temperaturverteilung kleiner Staubteilchen führen müsste. Dies zeigt sich bei meinen Berechnungen von Staubteilchen im Intra-Cluster-Medium von Galaxienhaufen [Popescu2000] in gleicher Weise wie für das durch eine Stoßfront auf hohe Temperaturen erhitzte Gas des zirkumstellaren Mediums der SN 1987A (Abschnitt 4.4.3).

Ausgehend von der *Schwankungsgleichung* der Staubteilchen wird erläutert, wie die einzelnen Effekte der Stauberwärmung in die Berechnung der Temperaturverteilung einbezogen werden. Die Ergebnisse werden an geeigneter Stelle der Arbeit näher beschrieben. So wird auf die Temperaturverteilung unterschiedlicher Staubteilchen im interstellaren Medium im nächsten Abschnitt eingegangen. Die Erwärmung von Staubteilchen im heißen

Gas werden im Rahmen der mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse der SN 1987A untersucht, wobei die Temperaturverteilungen von Silikat und Graphit diskutiert werden.

### 2.3.1 Die *Schwankungsgleichung*

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Staubteilchen der Größe  $a$  eines Ensembles von Staubteilchen die thermische Energie im Intervall  $E \dots \Delta E$  aufweist, sei mit  $p(E, a)\Delta E$  bezeichnet. Zur Berechnung der Verteilung wird angenommen, dass sie zeitlich konstant ist, so dass in der gleichen Zeit ebensoviele Staubteilchen in das Energieintervall  $E \dots E + \Delta E$  gelangen müssen wie andererseits aus diesem herausfallen. Insgesamt ergeben sich aus der Kühlung und der Erwärmung der Staubteilchen vier Beiträge zum Gesamtfluß in das Energieintervall. Die Kühlung  $\dot{E}$  der Staubteilchen führt einerseits zu einem positiven Fluß

$$p(E + \Delta E, a)\dot{E}(E + \Delta E, a) \quad (2.79)$$

von höheren Energien in das Energieintervall hinein, andererseits zu einem Fluß

$$-p(E, a)\dot{E}(E, a) \quad (2.80)$$

aus dem Intervall heraus. Hierbei ist angenommen, dass die mittlere emittierte Photonenenergie sehr viel kleiner als die Energiedifferenz  $\Delta E$  der Staubteilchen ist. Eine Zunahme der Besetzungszahl der betrachteten Energie ergibt sich ferner durch Staubteilchen unterer Energiezustände, die infolge eines Energieübertrages  $E_d$  mit der Rate  $R_d(E_d, a)$  in das Energieintervall fallen:

$$\Delta E \int_0^E p(E - E_d, a)R_d(E_d, a) dE_d. \quad (2.81)$$

Der vierte Beitrag folgt aus der Möglichkeit, dass ein Staubteilchen Energie absorbiert, und dadurch das Energieintervall zu höheren Energien verläßt:

$$-\Delta E p(E, a) \int_0^\infty R_d(E_d, a) dE_d. \quad (2.82)$$

Im Gleichgewicht addieren sich alle einzelnen Raten zu null auf. Unter der Annahme, dass die thermische Änderung stets größer als die mittlere emittierte Photonenenergie ist, kann der erste Beitrag nach  $E$  bis zum zweiten Glied entwickelt werden und man erhält folgendes Ergebnis [Voit91]:

$$\frac{d}{dE} [p(E, a)\dot{E}(E, a)] = \int_0^\infty R_d(E_d, a)p(E, a)dE_d - \int_0^E p(E_d, a)R_d(E - E_d)dE_d. \quad (2.83)$$

Die Schwierigkeit besteht nun darin, die Gleichung numerisch zu lösen. Um Problemen der Rechnergenauigkeit aus dem Wege zu gehen, wird die Schwankungsgleichung zunächst umgeformt. Hierfür werden alle Staubteilchen betrachtet, deren thermische Energien unterhalb einer gewissen Energie  $E$  liegen. Jedes dieser Staubteilchen kann diesen Energiebereich verlassen, falls die auf sie übertragene Energie groß genug ist. Andererseits werden

diesem Energiebereich nur durch Kühlung an der Grenze neue Staubteilchen zugeführt, deren Rate gerade durch  $p(E)\dot{E}$  gegeben ist. Formell läßt sich das Problem schreiben als [Voit91]:

$$p(E) = \frac{1}{\dot{E}(E)} \int_0^E dE_d \int_{E-E'}^{\infty} p(E') R_d(E_d) dE'. \quad (2.84)$$

### 2.3.2 Lösung der *Schwankungsgleichung*

Bei der Berechnung wurde im Wesentlichen nach der Methode von Guhartakurta & Draine [Guhartakurta89] vorgegangen, die hier kurz skizziert werden soll. Zur Lösung wird ein Bereich der Energieachse in  $N$  Bins  $E_i$  der Breiten  $\Delta E_i$  aufgeteilt, wobei das Intervall so gewählt sein muss, dass die Beiträge an den Rändern vernachlässigbar sind. Jedem Energiebin wird eine Wahrscheinlichkeit  $p_i$  zugeordnet, so dass sich die Einzelwahrscheinlichkeiten  $p_i$  zu eins summieren. Es wird daher angenommen, dass sich die Wahrscheinlichkeitsdichte im Bereich des Energiebins nicht stark ändert und näherungsweise als konstant behandelt werden kann. Für jedes Energiebin werden zunächst die Übergangsraten zu den anderen Energien berechnet. Hierbei sei die Rate aus einem Bin  $i$  zu einem Bin  $f$  mit  $A_{f,i}$  bezeichnet.

Nach dem Modell ist ein Übergang zu niedrigeren Energien nur zum benachbarten Bin möglich. Er wird beschrieben durch:

$$A_{f-1,f} = \frac{1}{\Delta E_f} \dot{E} = \frac{1}{\Delta E_f} 4\pi a^2 \sigma_{SB} T_f^4 \langle Q_{\text{Abs}}(T_f, a) \rangle. \quad (2.85)$$

$T_k$  ist die Temperatur des Staubteilchens der thermischen Energie  $E_k$ . Die Übergangsraten von einem Zustand  $i$  zu einem höher-energetischen Zustand  $f$  ist gegeben durch:

$$A_{f,i} = R_d(E_f - E_i, a) \Delta E_f. \quad (2.86)$$

Übergänge, die zu Anregungen zu höheren Energien als dem letzten Energiebin führen, werden dem letzten Energiebin zugeordnet

$$A_{N,i} = R_d(E_f - E_i, a) \Delta E_f + \int_{E-E_N}^{\infty} R_d(E - E_N) dE. \quad (2.87)$$

Damit folgt die für 2.83 entsprechende Gleichung. Sofern  $f > 1$  ist, gilt:

$$p_f A_{f-1,f} = \sum_{j=1}^{f-1} p_j \sum_{k=f}^N A_{k,j}. \quad (2.88)$$

Von jedem Zustand  $j < f$  ergeben sich  $N - f + 1$  Übergangsraten zu Zuständen  $k \geq f$ . Der Ausdruck läßt sich etwas kürzer schreiben, wenn die Summe über alle Übergangselemente  $A_{k,j}$  zu einer Matrix  $B$  zusammengefaßt wird:

$$p_f = \frac{1}{A_{f-1,f}} \sum_{j=1}^{f-1} p_j B_{f,j} \quad \text{mit} \quad B_{f,j} = \sum_{k=f}^N A_{k,j} \quad (f > j). \quad (2.89)$$



Bei freier Wahl des ersten Elements können hiermit sukzessive alle weiteren Werte bestimmt werden. Diese spezielle Lösung enthalte die Elemente  $x_i$ . Für die Wahrscheinlichkeitsverteilung muss schließlich entsprechend normiert werden:

$$p_i = x_i / \sum_{i=1}^N x_i. \quad (2.90)$$

Die Wahrscheinlichkeit kann leicht mit  $p_i \approx p(E_i)\Delta E_i = p(T_i)\Delta T_i$  in eine Wahrscheinlichkeitsdichte der Energie oder der Temperatur umgeformt werden.

Die Rate  $R_d(E_f - E_i, a)$  enthält alle möglichen Beiträge, die die thermische Energie des Staubteilchens der Größe  $a$  um einen Betrag  $E_d$  erhöhen können. Vorstellbar ist ein Staubteilchen in einem heißen Gas, im interstellaren Strahlungsfeld oder in einem Gas, das starke Emissionslinien insbesondere im ultravioletten und optischen Wellenlängenbereich aufweist. Um die Staubemission in unterschiedlichen astrophysikalischen Bedingungen ermitteln zu können, habe ich alle diese Effekte in das Modell eingebunden.

Befindet sich ein Staubteilchen in einem Photonenfeld der Energiedichte  $u_\lambda$  mit kontinuierlichem Spektrum, so ist das Übergangselement vom Zustand  $i$  zum Zustand  $f$  näherungsweise gegeben durch:

$$A_{f,i} = \pi a^2 Q_{\text{Abs}}(\lambda, a) u_\lambda \Delta E_f \frac{\lambda^3}{h^2 c}, \quad (2.91)$$

wobei  $h$  die Planckkonstante bezeichnet. Die Wellenlänge  $\lambda = hc/(E_f - E_i)$  entspricht der notwendigen Energie der Photonen, einen derartigen Übergang zu erzeugen.

Bei einem diskreten Spektrum wird über Linien innerhalb eines Energieintervalls  $E_{f,\min} - E_i$  bis  $E_{f,\max} - E_i$  summiert, wobei  $E_{f,\min}$  und  $E_{f,\max}$  die untere bzw. die obere Grenzen des Energiebins  $E_f$  angeben.

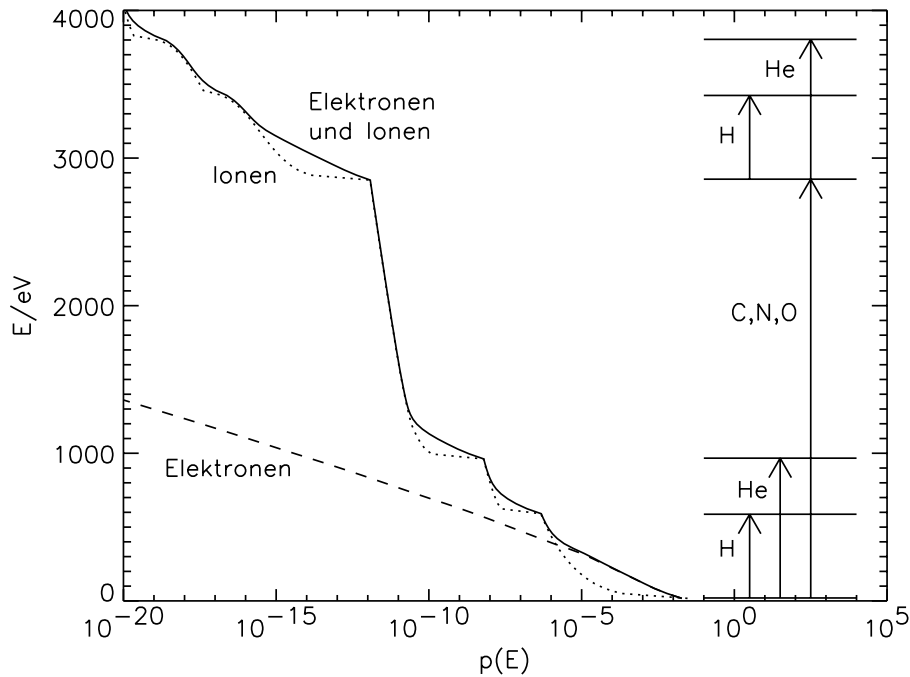
$$A_{f,i} = \pi a^2 c \sum_k Q_{\text{Abs}}(\lambda_k, a) \frac{u_k}{E_f - E_i}. \quad (2.92)$$

Die Berechnung der Staubteilchen in einem heißen Gas ist etwas aufwendiger. Denn während bei Photonen angenommen wird, dass die Staubteilchen ihre gesamte Energie absorbieren, hängt es bei der Erwärmung durch heißes Gas von der kinetischen Energie der Teilchen ab, wieviel Energie auf das Staubteilchen übertragen wird. Der Wirkungsquerschnitt, bei einer kinetischen Energie  $E$  der Gaskomponente  $Z$  eine Energie  $E_d = E_f - E_i$  an das Staubteilchen abzugeben, sei mit  $\sigma_Z(E, E_f - E_i, a)$  bezeichnet. Da bei unterschiedlicher kinetischer Energie der Teilchen die gleiche Energie übertragen werden kann, muss über alle Energien der Gasteilchen integriert werden. Bei den Teilchendichten  $n_Z$  der einzelnen Gaskomponenten kann die Übergangsrate dann wie folgt formuliert werden:

$$A_{i,f} = \sum_Z n_Z \int_0^\infty g(E) v(E) \sigma_Z(E, E_f - E_i, a) dE. \quad (2.93)$$

Auf die Erwärmung durch Elektronen und Ionen soll nun näher eingegangen werden. Wird die mögliche Reichweite der Elektronen mit der Energie  $E$  größer als die mittlere Dicke  $\tilde{R}_0 = \frac{4}{3}\rho a$  des Staubteilchens, verliert das Elektron nur noch einen Teil seiner

anfänglichen kinetischen Energie. Dies führt bei Elektronen dazu, dass sehr schnelle Elektronen weniger Energie übertragen können als vergleichsweise langsame Elektronen. Trägt man die deponierte Energie gegen die Elektronengeschwindigkeit auf, so durchläuft die Kurve ein Maximum  $E_{d,\max}$  bei einer Energie  $E_{12}$  und fällt zu höheren Energien zu einem minimalen Wert  $E_{d,\min}$  ab. Um einen Übergang von  $i$  nach  $f$  zu erzeugen, muß ein Elektron eine Energie im Bereich  $E_{f,\min} - E_i$  bis  $E_{f,\max} - E_i$  auf das Staubteilchen übertragen. Die Integration erstreckt sich über alle Elektronen, deren Energien zu derartigen Werten führen. Liegt die gesuchte Energie im Bereich zwischen  $E_{d,\min}$  und  $E_{d,\max}$  sind zwei Energiebereiche der Elektronen möglich.



**Abbildung 2.13:** Vergleich der Erwärmung eines Staubteilchens aus Silikat mit  $a = 0.004 \mu\text{m}$  durch Ionen und Elektronen. Für das Gas wurde eine Temperatur von  $10^7$  Kelvin und eine Dichte von  $10 \text{ cm}^{-3}$  angenommen. Die Metallizität entspricht derjenigen der Sonne. Das Energieschema zeigt Energieüberträge infolge von Stößen mit Ionen, die zu Stufen in der Wahrscheinlichkeitsverteilung führen.

Im Gegensatz zu diesem Verhalten der Elektronen wird bei Ionen oberhalb der Energieschwelle  $E^*$ , unabhängig von ihrer Geschwindigkeit stets gleich viel Energie auf ein Staubteilchen abgegeben. In der Wahrscheinlichkeitsverteilung äußert sich dies in einem stufenförmigen Verlauf, wie er bei sehr kleinen Staubteilchen deutlich sichtbar ist (siehe auch [Popescu2000]).

In Abbildung 2.13 wird die Erwärmung eines Staubteilchens mit  $a = 0.004 \mu\text{m}$  in einem heißen Gas veranschaulicht. Da die Stöße mit Gasteilchen so selten sind, ist die

Wahrscheinlichkeit geringer Temperatur sehr hoch. Zudem kommt es kaum zu mehrfachen Energieüberträgen. Bei niedrigen Energien überwiegt die Erwärmung durch Elektronen, da die Stoßrate wegen ihrer kleineren Masse im Vergleich zu den Ionen viel höher ist. Hingegen können Ionen insgesamt eine größere Energie auf die Staubteilchen übertragen, so dass ihr Beitrag der Anregung zu hohen Energien zunimmt. Da der Energieübertrag in einem heißen Gas diskreter Natur ist, führt die Erwärmung durch Ionen zu einem stufenförmigen Verlauf der Wahrscheinlichkeitsverteilung.

Der Vorteil der beschriebenen Methode zur Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Temperatur ist dadurch gegeben, dass sie nur Summationen positiver Elemente enthält (siehe z. B. [Guhatarkurta89]), was somit im Prinzip sehr hohe Genauigkeiten ermöglicht. In der Literatur ist das Modell verbreitet (z. B. [Voit91], [Silva98]), wohl auch, weil die Berechnung zumindest der Wahrscheinlichkeitsverteilung bei Erwärmung von Staubteilchen in einem Photonenfeld, wie des interstellaren Strahlungsfeldes, nicht zu viel Aufwand erfordert.

Die Integration ist indes nicht ohne Probleme, was sich insbesondere bei größeren Staubteilchen zeigt, bei denen die Verteilung sehr schmal wird. Die Schwierigkeit besteht darin, dass die Abstände zwischen zwei Energiebins nicht zu groß werden dürfen. Es würde zu Verlusten in der Erwärmung führen und die Wahrscheinlichkeiten hoher Temperaturen wären zu gering. Der Abstand sollte typischerweise kleiner als die mittlere Anregungsenergie sein, was sehr rechenaufwendig sein kann und ungünstig ist, wenn mehrere Effekte zur Erwärmung des Staubes führen, die unterschiedliche große Energiebeträge auf die Staubteilchen abgeben. Um weitgehend unabhängig von der Wahl der Energiewerte der einzelnen Energiebins zu sein, entwickelte Voit [Voit91] eine Methode, in der er das Modell von Guhartakurta & Draine mit einer analytischen Behandlung verband. Hier wird, wie im Folgenden erläutert, nur von der analytischen Lösung geringer Temperaturschwankungen Gebrauch gemacht.

### 2.3.3 Analytischer Grenzfall geringer Temperaturschwankung

In Fällen schmaler Verteilungsbreiten in der Temperatur, die schwer mit dem Modell von Draine & Guhatarkurta [Guhatarkurta89] zu berechnen sind, wird für die Staubteilchen die Gleichgewichtstemperatur angenommen.

Die Staubteilchengröße, ab der größere Temperaturfluktuationen auftreten, wird mit dem analytischen Ausdruck von Voit [Voit91] ermittelt, nach dem geringe Schwankungen in der Energie durch eine Gaußkurve beschrieben werden können. Hierbei bietet es sich an, folgende Momente der Erwärmungsrate zu definieren:

$$R_0(a) = \int_0^\infty R_d(E_d, a) dE_d, \quad (2.94)$$

$$R_1(a) = \int_0^\infty E_d R_d(E_d, a) dE_d, \quad (2.95)$$

$$R_2(a) = \int_0^\infty E_d^2 R_d(E_d, a) dE_d. \quad (2.96)$$

Das Verhalten des Staubteilchens infolge der sogenannten *stochastischen* Erwärmung kann

anhand der mittleren thermischen Energie  $\bar{E}$ , die definiert ist durch  $\dot{E}[\bar{E}(a), a] = R_1(a)$ , und der mittleren auf das Staubteilchen übertragenen Energie  $E_1(a) = R_1(a)/R_0(a)$  beschrieben werden. Sofern die mittlere übertragene Energie  $E_1$  sehr viel kleiner als die mittlere Energie  $\bar{E}$  ist, sind die Schwankungen symmetrisch um den Gleichgewichtswert verteilt:

$$p(E) \propto \exp\left(-\frac{(E - \bar{E})^2}{R_2} \left(\frac{d\dot{E}}{dE}\right)_{E=\bar{E}}\right). \quad (2.97)$$

Anhand des analytischen Ausdrucks kann untersucht werden, wie sich die Breite der Verteilung mit der Größe der Staubteilchen verändert. Betrachtet seien Staubteilchen im interstellaren Medium. Da das Absorptionsvermögen der größeren Staubteilchen im ultravioletten Wellenlängenbereich nahezu gleich ist, nimmt das zweite Moment der Erwärmungsrate mit der Fläche der Teilchen zu. Nun wird angenommen, dass das gemittelte Emissionsvermögen durch  $\zeta a^\alpha T^\gamma$  mit beliebigen Werten für  $\gamma$  und  $\alpha$  beschrieben werden kann. Dann ergibt sich mit der Wärmekapazität  $C(T) = 4\pi a^3 C_V(T)/3$ , wobei  $C_V \propto T^\beta$ , für die Ableitung der Kühlung nach der Energie:

$$\left(\frac{d\dot{E}}{dE}\right)_{E=\bar{E}} = \left(\frac{d\dot{E}}{dT}\right)_{T=\bar{T}} \left(\frac{dT}{dE}\right)_{T=\bar{T}}^{-1} \approx \frac{(4 + \gamma)\dot{E}(\bar{T})}{\bar{T} C(\bar{T})} \propto a^{\alpha-1} \bar{T}^{3+\gamma-\beta}. \quad (2.98)$$

Die Gleichgewichtstemperatur ist hierbei wiederum eine Funktion der Staubteilchengröße:

$$\bar{T} \propto a^{-\alpha/(4+\gamma)}. \quad (2.99)$$

Die Breite der Verteilung verhält sich dann wie:

$$\sigma(\bar{E})^2 = \frac{R_2}{2} \left(\frac{d\dot{E}}{dE}\right)_{E=\bar{E}}^{-1} \propto a^{3-\alpha(1+\beta)/(4+\gamma)}. \quad (2.100)$$

Da der Exponent in der Regel positiv ist, wird die Verteilung in der thermischen Energie mit der Staubgröße breiter, was auch erklärt, warum die Methode von Guhatarkurta & Draine bei größeren Staubteilchen Probleme bereitet. Andererseits wird die Temperaturverteilung schnell schmaler:

$$\sigma(\bar{T})^2 \approx \sigma(E(\bar{T}))^2 / C(\bar{T})^2 \propto a^{-3+\alpha(\beta-1)/(4+\gamma)}. \quad (2.101)$$

Im speziellen Fall  $\alpha = 1$ ,  $\gamma = 2$  und  $\beta = 2$  zeigen die Verteilungsbreiten folgendes Verhalten bezüglich der Staubgrößen:

$$\begin{aligned} \sigma(\bar{E}) &\propto \sqrt{a^{3-1/3}}, \\ \sigma(\bar{T}) &\propto \sqrt{a^{-3+2/3}}. \end{aligned}$$

## 2.4 Das Infrarotspektrum der Staubteilchen

Der Fluß eines einzelnen Staubteilchens der Größe  $a$  und der Komposition  $i$  in einer Entfernung  $D$  ist gegeben durch:

$$F(i, a, \lambda) = \frac{a^2}{D^2} \int_0^\infty \pi B(\lambda, T) P(i, a, T) Q_{\text{Abs}}(i, a, \lambda, T) dT. \quad (2.102)$$

$P(i, a, T)dT$  ist die im vorigen Abschnitt diskutierte Wahrscheinlichkeit, dass das Staubteilchen die Temperatur  $T$  besitzt. Der Absorptionskoeffizient von Metallen ist im allgemeinen insbesondere bei langen Wellenlängen abhängig von der Temperatur. Bei der Berechnung der Emission wird dieser Effekt allein für Eisenstaub berücksichtigt. Der Einfluß der Temperatur auf das optische Verhalten größerer Graphitteilchen ist nach Draine & Lee [DraineLee84] nur gering und wird daher vernachlässigt.

Für gewöhnlich weisen die einzelnen Staubkomponenten  $i$  eine bestimmte Größenverteilung  $dn(i, a) = f(i, a)da$  auf, wobei  $dn(a)$  die Anzahldichte oder die Anzahl der Staubteilchen mit dem Radius  $a$  bezeichnet. So wird für die Verteilung im interstellaren Medium nach Mathis, Rumpl & Nordsieck [MRN77], ferner mit MRN bezeichnet, ein Potenzverlauf

$$dn(a) = A a^{-k} da \quad \text{mit } k = 3.5, \quad (2.103)$$

innerhalb eines Größenintervalls  $[a_{\min}, a_{\max}]$  angenommen. Anhand der mittleren galaktischen Extinktion im Bereich von 0.11 bis 1  $\mu\text{m}$  ermittelten MRN für Graphit eine minimale und maximale Staubgröße von ungefähr 0.005  $\mu\text{m}$  und 1  $\mu\text{m}$  und einen Exponenten der Staubgrößenverteilung im Bereich von 3.3 bis 3.6. Für andere Annahmen der Staubzusammensetzung im interstellaren Medium erhielten sie engere Verteilungen von  $\sim 0.05$  bis 0.25  $\mu\text{m}$ . Draine & Lee [DraineLee84] zeigten, dass die gemessene Extinktion weitgehend durch eine Mischung aus Silikat und Graphit unter Annahme einer MRN-Verteilung mit  $a_{\min} \approx 0.005 \mu\text{m}$  und  $a_{\max} \approx 0.25 \mu\text{m}$  wiedergegeben werden kann.

Hingegen können nach In-Situ-Messungen des interstellaren Staubes mit interplanetaren Raumsonden größere Staubteilchen mit über 1  $\mu\text{m}$  vorhanden sein ([Landgraf98], [Frisch99]). Um größere Staubteilchen in der Verteilung zuzulassen, wird gelegentlich angenommen, dass die Größenverteilung nicht bei einer maximalen Größe abbricht, sondern exponentiell zu großen Staubteilchen abfällt [Jones96]. Hier wird der Einfachheit wegen die Staubemission, sofern eine Verteilung angenommen wird, anhand der einfachen MRN-Verteilung diskutiert.

Unsicher ist ebenfalls die minimale Staubteilchengröße. So erweiterten Draine & Anderson [DraineAnd85] die Verteilung zu kleineren Staubteilchen bis zu 0.0003 $\mu\text{m}$  ( $\approx 13$  Kohlenstoffatome für Graphitteilchen), um die mit *IRAS* gemessene Emission bei 12 und 25  $\mu\text{m}$  erklären zu können. Zusätzlich war es hierbei notwendig, für die kleinsten Staubteilchen mit  $k = 4$  einen steileren Verlauf der Größenverteilung anzunehmen. Hingegen ist nicht genau bekannt, wie sich derartig kleine Staubteilchen verhalten. Um diesen Problemen aus dem Wege zu gehen und um die Staubteilchen weitgehend mit den Methoden großer Festkörper beschreiben zu können, wurde als minimale Größe 10  $\text{\AA}$  gewählt. Die kleinsten Staubteilchen aus Graphit(C), Silikat ( $\text{MgFeSiO}_4$ ) [LaorDraine93], Siliziumkarbid (SiC) oder Eisen (Fe) bestehen dann ungefähr aus 483, 355,  $7 \times 47$  und  $3 \times 134$  Atomen.

Der Gesamtfluss bei beliebiger Größenverteilung unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung der Staubteilchen ist gegeben durch:

$$F(\lambda) = \sum_i \int_{a_{i,\min}}^{a_{i,\max}} f(i, a) F(i, a, \lambda) da. \quad (2.104)$$

Die Verteilungen der Staubarten können hierbei durchaus unterschiedlich sein. Im spezi-

ellen Fall einer Verteilung nach dem Potenzgesetz folgt:

$$F(\lambda) = \sum_i A_i \int_{a_{i,\min}}^{a_{i,\max}} \frac{a^{2-k}}{D^2} \int_0^\infty \pi B(\lambda, T) P(i, a, T) Q_{\text{Em}}(i, a, \lambda, T) dT da. \quad (2.105)$$

Die Konstanten  $A_i$  können durch die Staubmassen  $M_i$  der unterschiedlichen Staubkomponenten ausgedrückt werden:

$$A_i = M_i / \int_{a_{i,\min}}^{a_{i,\max}} \frac{4}{3} \rho_i a^{3-k} da. \quad (2.106)$$

In einem komplexeren Modell könnte zusätzlich die äußere Form der Staubteilchen berücksichtigt werden, was insbesondere die Emission der Metallteilchen beeinflussen würde [Bohren83].

Für den Rayleigh-Jeans Bereich der Planckkurve ( $\lambda[\mu\text{m}] \gg 29/T[\text{K}]$ ) läßt sich eine nützliche Näherung des Flusses angeben, falls das Emissionsvermögen durch  $Q_{\text{Em}}(a, \lambda) = \zeta a/\lambda^2$  beschrieben werden kann. Im Falle, dass  $N(a)$  Staubteilchen mit der Größe  $a$  eine Gleichgewichtstemperatur  $T$  besitzen, beträgt ihr Fluß im Abstand  $D$ :

$$F_\nu = N(a) \frac{\pi a^2}{D^2} Q_{\text{Abs}}(a, \lambda) B_\nu(T), \quad (2.107)$$

$$\approx 4.3 \cdot 10^{11} \frac{M}{M_\odot} \frac{T}{\text{K}} \left( \frac{\zeta}{100 \mu\text{m}} \right) \left( \frac{d}{\text{kpc}} \right)^{-2} \left( \frac{\rho}{\text{g/cm}^3} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \right)^{-4} \text{Jy}. \quad (2.108)$$

Da die Größe nicht explizit auftaucht, kann die Gleichung dazu benutzt werden, die Staubmasse abzuleiten. Zur Bestimmung der Masse an Silikat oder Graphit müsste zum Beispiel für die Dichte ungefähr 3.2 bzw. 2.3 g/cm<sup>3</sup> und für die Konstante  $\zeta$  ein Wert von  $\sim 140 \mu\text{m}$  gewählt werden<sup>1</sup>.

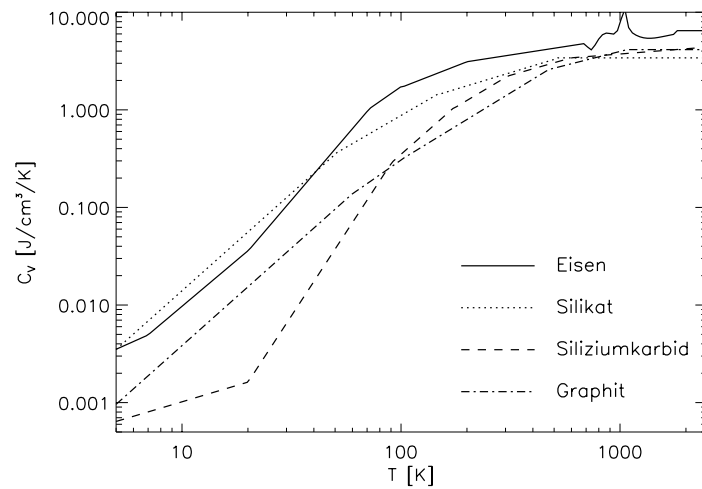
### 2.4.1 Infrarotemission im interstellaren Medium

Als Anwendung des vorgestellten Staubmodells seien Staubteilchen aus Graphit, Silikat, Siliziumkarbid und Eisen im interstellaren Medium betrachtet, die allein dem interstellaren Strahlungsfeld (MMP) ausgesetzt sind.

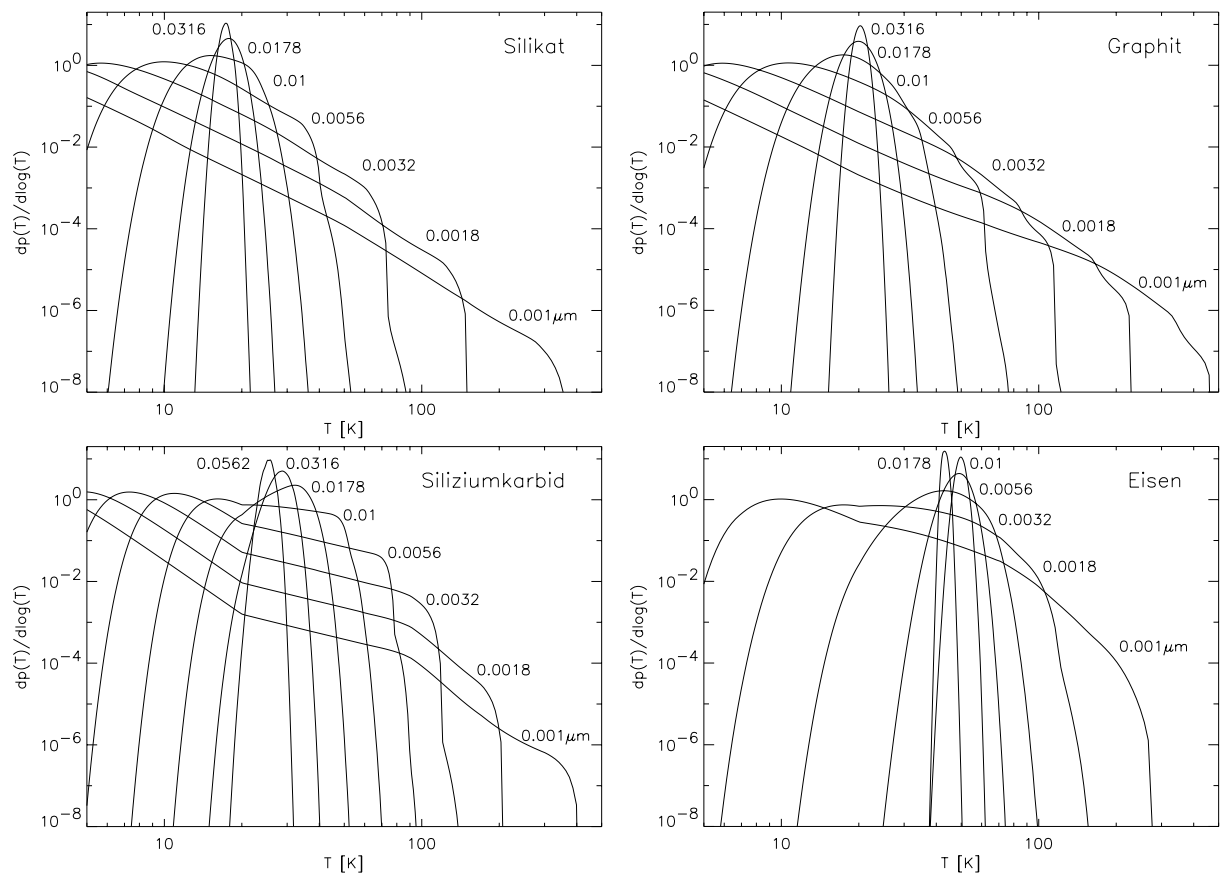
Temperaturschwankungen verschiedener Staubgrößen sind in Abbildung 2.15 dargestellt. Der Verlauf wird durch die optischen und thermischen Eigenschaften der Staubteilchen bestimmt, so dass zwischen den einzelnen Staubsorten erkennbare Unterschiede auftreten.

Die entsprechenden Wärmekapazitäten zeigt Abbildung 2.14. Da Eisen oberhalb 50 Kelvin die größte Wärmekapazität besitzt, ist die maximale Temperatur in der Wahrscheinlichkeitsverteilung geringer als bei den übrigen Staubteilchen. Die sichtbare Änderung der Steigung bei Siliziumkarbid hängt unmittelbar mit dem Verlauf der Wärmekapazität zusammen.

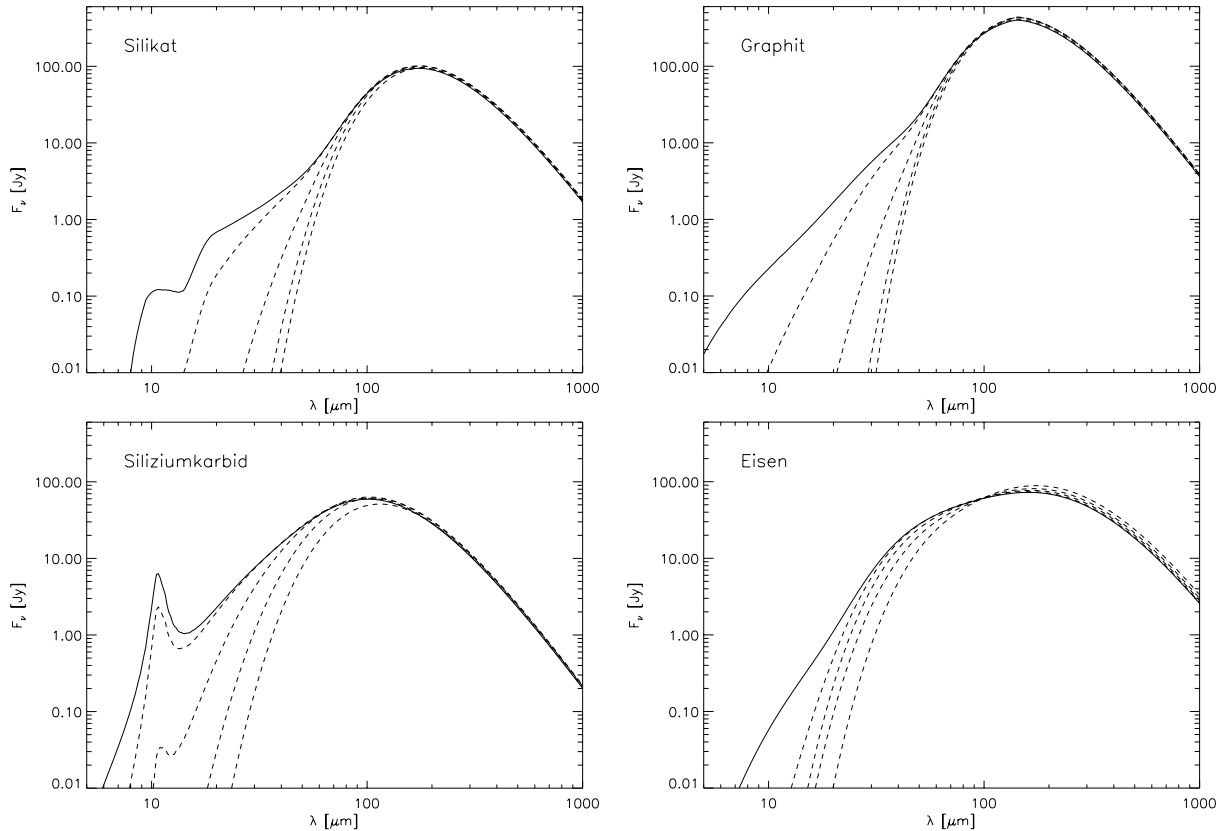
<sup>1</sup>Der Wert für  $\zeta$  entspricht ungefähr dem gemittelten Absorptionskoeffizienten  $\langle Q_{\text{Abs}}(a, T) \rangle / a[\text{cm}] \approx 0.16 \text{ T}^{1.94}$ , den Draine [Draine87] für Silikat und Graphit angibt.



**Abbildung 2.14:** Wärmekapazitäten der Staubteilchen. Für Graphit und Silikat werden Näherungen von Dwek [Dwek87] und Draine & Anderson [DraineAnd85] verwendet. Die Werte für Eisen und Siliziumkarbid sind Näherungen von  $\alpha$ - und  $\delta$ -Fe sowie  $\beta$ -SiC (siehe Anhang B).



**Abbildung 2.15:** Wahrscheinlichkeitsverteilung der Temperatur bei Erwärmung durch das interstellare Strahlungsfeld [MMP82]. Infolge der stochastischen Erwärmung zeigen kleine Staubteilchen starke Temperaturschwankungen und können Temperaturen von über 300 Kelvin erreichen.



**Abbildung 2.16:** Theoretische Spektren bei Erwärmung durch das interstellare Strahlungsfeld. Die Berechnung entspricht einer Sonnenmasse Staubes in einer Entfernung eines Kiloparsecs. Für die Größenverteilung wurde ein Potenzgesetz  $n(a)da \propto a^{-3.5}da$  angenommen. Gezeigt sind Spektren bei unterschiedlicher minimaler Staubkörnunggröße von 0.001 (durchgezogene Linie), 0.002, 0.005, 0.01 und 0.02  $\mu\text{m}$  bei gleicher maximaler Größe von 0.25  $\mu\text{m}$ . Die Infrarotemission zu höheren Energien ist sehr sensitiv bezüglich der kleinsten Staubteilchen und nimmt mit zunehmender minimaler Größe stark ab.

Die Temperaturschwankungen von Silikat stimmen ausgezeichnet mit den Ergebnissen von Draine & Anderson [DraineAnd85] überein, die mit einer Monte-Carlo-Simulation gewonnen wurden. Bei Graphit, das in der gleichen Arbeit untersucht wurde, zeigen sich indes leichte Abweichungen. Die maximalen Temperaturen liegen weit unterhalb der hier berechneten, was wohl in erster Linie dadurch zu begründen ist, dass Draine & Anderson die thermische Energie der Staubteilchen mit dem Debye-Modell der Wärmekapazität bestimmt haben, während hier eine Näherung tabellierter Daten verwendet wurde [Dwek87]. Interessanterweise entspricht der hier berechnete Verlauf der Temperaturverteilung eines Staubteilchens mit  $a = 0.001 \mu\text{m}$  nahezu dem eines  $0.0005 \mu\text{m}$  großen Teilchens bei Draine & Anderson. Es ist offensichtlich, dass dieser Effekt das Emissionsspektrum im blauen Ende beeinflusst, was zu abweichenden Ergebnissen der Größenverteilung der kleinen Staubteilchen, die zu dieser Emission beitragen, führen müsste.

Bei den kleinsten Staubteilchen ist die Absorption hochenergetischer Photonen so



selten, dass ihre Wahrscheinlichkeit geringer Temperaturen besonders hoch ist. Die thermische Energie der maximalen Temperatur entspricht so in etwa der maximalen Photonenergie im interstellaren Medium (13.6 eV). Da die kleinen Eisenstaubteilchen ein geringeres Emissionsvermögen im Infraroten besitzen, kühlen sie schlechter ab und weisen daher eine höhere Temperatur als Silikat, Graphit oder Siliziumkarbid auf.

Die Verteilung wird mit der Größe schmaler und nähert sich der Gleichgewichtstemperatur an. Bei der Berechnung der Spektren wurden oberhalb einer Staubgröße von  $0.05 \mu\text{m}$  die Gleichgewichtstemperaturen verwendet, was, wie den Abbildungen 2.15 zu entnehmen ist, eine gute Näherung darstellt.

In der Abbildung 2.16 sind die Spektren von Silikat, Graphit, Siliziumkarbid und Eisen gezeigt. Die Größenverteilung der Staubteilchen entspricht nach MRN einem Potenzgesetz mit  $k = 3.5$ . Für die maximale Staubkörnchengröße ist jeweils  $a_{\text{max}} = 0.25$  angenommen. Zusätzlich ist veranschaulicht, welchen Einfluss die minimale Staubgröße auf die Staubemission hat, wobei die Emission jeweils von einer gleichen Staubmasse  $M_{\text{Staub}} = M_{\odot}$  hervorgerufen wird. Der Verlauf oberhalb  $100 \mu\text{m}$  ist nahezu unabhängig von der minimalen Staubgröße und kann daher gut zur Bestimmung der Masse genutzt werden. Unsicherheiten ergeben sich nach den Modellrechnungen vor allem durch die Zusammensetzung des Staubes. Wie anhand der Abbildungen ersichtlich, zeigt der Verlauf der Emission unterhalb von  $60 \mu\text{m}$  eine starke Abhängigkeit von der kleinsten angenommenen Staubteilchengröße. Dieser Bereich sollte sich daher gut dazu eignen, Mechanismen der Staubbildung oder Staubzerkleinerung im interstellaren Medium näher zu untersuchen, die die Größenverteilung und insbesondere die Häufigkeit der kleinsten Staubteilchen stark beeinflussen können (siehe Abschnitt 4.4).

Gegenüber Eisen und Graphit weisen die Spektren von Silikat und Siliziumkarbid Strukturen auf, die um so deutlicher hervortreten, je kleiner die minimale Staubgröße gewählt wird. Da die Gleichgewichtstemperaturen kugelförmiger Eisenstaubteilchen stark größenabhängig sind, weist das Eisenspektrum im Bereich des Maximums gegenüber den anderen Spektren einen breiteren Verlauf auf.



## Kapitel 3

# Beobachtung der SN1987A nach 11 Jahren mit *ISO*

Um tiefere Kenntnisse der Staubemission der SN 1987A zu gewinnen, wurden mit verschiedenen Instrumenten an Bord von *ISO* (*Infrared Space Observatory*) nahezu 11 Jahre nach ihrem Ausbruch Messungen in einem Wellenlängenbereich von 5 bis 200  $\mu\text{m}$  durchgeführt. Sie sollten Auskunft über die Zusammensetzung der Staubteilchen geben und klären, ob es sich um Kondensate innerhalb der Supernova oder möglicherweise um zirkumstellaren Staub handelt.

Eine besondere Bedeutung kommt hierbei zwei Beobachtungen mit Breitbandfiltern der Referenzwellenlängen 12 und 14.3  $\mu\text{m}$  zu, die mit der Kamera *ISOCAM* erstellt wurden und auf denen in wesentlichen Teilen meine Untersuchung der Infrarotemission der SN 1987A beruht. Die Messungen wurden so angelegt, dass anhand der Daten insbesondere die Größe des Emissionsgebietes abgeleitet werden kann, um hieraus auf die Herkunft der Staubteilchen zu schließen. So wäre im Fall der Emission von Kondensaten angesichts der Entfernung von  $\sim 51$  kpc zur Supernova nur eine scheinbar punktförmige Quelle zu erwarten. Eine ausgedehnte Quelle würde daher auf eine zirkumstellare Emission hindeuten. Zudem kann mit Hilfe eines zufällig am Rand des Bildfeldes befindlichen Sterns die Position der Infrarotemission der SN 1987A ermittelt werden. Hierdurch wäre es im Idealfall möglich festzustellen, ob die Infrarotemission vorwiegend aus einem Bereich in der zirkumstellaren Umgebung der Supernova oder von der Auswurfmasse der Supernova her stammt. Desweiteren erlauben die beiden Beobachtungen eine sehr genaue Bestimmung des Flusses, die weiterführende Untersuchungen der Staubzusammensetzung erlauben, so wie sie im nächsten Kapitel durchgeführt werden.

Die *ISO*-Beobachtungen mit *ISOCAM* stellen die bisher einzigen dar, mit denen Infrarotemission von der SN 1987A nachgewiesen werden konnte. Im Folgenden werde ich die wichtigen physikalischen Größen anhand der Beobachtungen ableiten und zeigen, dass ein wesentlicher Teil der Emission zirkumstellaren Ursprungs sein muss.

Zunächst werden die verschiedenen *ISO*-Beobachtungen von der SN 1987A vorgestellt. Dann werde ich näher die einzelnen Schritte in der Kalibration der in der Arbeit verwendeten *ISOCAM*-Daten beschreiben und anschließend darauf eingehen, wie mit Hilfe der

theoretischen Auflösungsfunktion der Fluss, die Koordinaten sowie die Größe und Form der Quelle ermittelt werden.

## 3.1 Die Beobachtungen

Bei dem Infrarotsatelliten *ISO*, dem *Infrared Space Observatory* [Kessler96], handelt es sich im Wesentlichen um einen großen heliumgekühlten Kryostaten, der die wissenschaftlichen Instrumente für eine beschränkte Zeit auf Temperaturen von 3 bis 4 K hielt [ISO Observer Manual]. Insgesamt waren an Bord vier unterschiedliche Instrumente untergebracht: Eine Kamera *ISOCAM*, ein Photopolarimeter *PHOT* und zwei Spektrometer für 2-45  $\mu\text{m}$  *SWS* und Ferninfrarot *LWS*. Das Teleskop selbst besteht aus einem *Ritchey-Chrétien-System* mit einer effektiven Öffnung von 60 cm. Der zweite Spiegel ist hierbei auf einem Dreibein befestigt.

Die Untersuchung der Infrarotemission der SN 1987A beruht hauptsächlich auf Beobachtungen mit dem *LW*-Detektor (*Long Wavelength*-Detektor) von *ISOCAM* [Cesarsky96]. Die Kamera besteht aus einer Anordnung von  $32 \times 32$  Photodetektoren aus Gallium dotiertem Silizium, das mit Indium vermischt ist, um eine elektrische Verbindung herzustellen. Kennzeichnend für Messungen mit dem *LW*-Detektor ist die defekte Spalte 23.

Um größere Bilder zu erstellen oder Quellen feiner vermessen zu können, als es durch die Pixelgröße vorgegeben war, war es möglich, mit dem Satelliten Rasterbeobachtungen durchzuführen. Hierbei wurde der Satellit nach fest vorgegebenen Punkten am Himmel, den Rasterpunkten, ausgerichtet, die verbunden ein regelmäßiges Gitter bilden. Speziell für *ISOCAM* wurden an jedem Rasterpunkt jeweils mehrere Einzelaufnahmen erstellt, die einzeln bearbeitet werden können.

### 3.1.1 Beobachtungsparameter für *ISOCAM*

Ziel der Beobachtungen der SN 1987A mit *ISOCAM* war es, neben einer akkuraten Bestimmung des Flusses festzustellen, ob diese Emission vom Überrest der Supernova her stammt, wobei es sich dann möglicherweise um die Emission der in der Explosion gebildeten Kondensate handelt, oder sich auf ein Gebiet in der näheren Umgebung der Supernova erstreckt. Zu diesem Zweck wurden die Parameter der Rasterbeobachtung so gewählt, dass der räumliche Abstand zwischen den Messpunkten lediglich einem Bruchteil der Breite der Auflösung entsprach. Der Abstand zwischen den Rasterpunkten von  $10''$  und die Pixelgröße von  $3'' \times 3''$  erlaubte es, den Himmel in Abständen von nur einer Bogensekunde zu vermessen. Demgegenüber beträgt die Breite der Auflösung bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  und dem Durchmesser des Teleskops von  $D = 60 \text{ cm}$  ungefähr  $1.22\lambda/D \approx 4''$ . Um eine hohe Empfindlichkeit zu erreichen, wurden hierbei zwei Breitbandfilter *LW3* und *LW10* mit den Referenzwellenlängen  $14.3 \mu\text{m}$  und  $12 \mu\text{m}$  verwendet<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Andererseits führt die Filterbreite zu einer zusätzlichen Erschwernis der Berechnung der Auflösung, da sie durch den spektralen Verlauf im Bereich des Filters beeinflusst wird (Abschnitt 3.3.2).

Ursprünglich war nur eine Messung mit dem *LW3*-Filter vorgesehen. Da der Vorrat an flüssigem Helium eine längere Lebenszeit des Satelliten ermöglichte, als zuvor berechnet worden war, konnte ergänzend die zweite Beobachtung mit dem *LW10*-Filter durchgeführt werden.

Filter	$\lambda$	Beobachtungstag	Pixel["]	Raster	$\Delta$ ["]	$t$ [s]	$n$
LW3	12-18	5.12.97	3	$3 \times 3$	10	5.04	19
LW10	8-15	3.2.98	3	$3 \times 3$	10	5.04	19
LW2	5.05-8.35	13.9.97	6	$2 \times 2$	24	2.10	31

**Tabelle 3.1:** Parameter der verwendeten Beobachtungen mit *ISOCAM*.  $\lambda$  bezeichnet den Bereich der Wellenlänge der entsprechenden Filter. Die angeforderten Koordinaten entsprechen jeweils der Position der SN 1987A (*LW3* und *LW10*: 5h35m28.04s -69d16'11.8", *LW2*: 5h35m28.03s -69d16'11.7").  $\Delta$  gibt die Schrittweite zwischen den einzelnen Rasterpunkten an.  $t$  bezeichnet die Belichtungszeit der Einzelaufnahmen und  $n$  die Anzahl der Einzelaufnahmen pro Rasterpunkt. Die Ausrichtung des Rasters wurde so gewählt, dass sie mit der Orientierung des Satelliten übereinstimmt.

Zusätzlich wird die Infrarotemission der Supernova mit Hilfe von Daten einer *ISOCAM*-Messung mit dem *LW2*-Filter gedeutet. Bei einer Referenzwellenlänge  $6.7 \mu\text{m}$  kann hiermit der spektrale Verlauf bei höherer Energie festgestellt werden. Die Beobachtung erlaubt jedoch wegen der geringeren Integrationszeit des kleineren Rasters sowie der größeren Kamerapixel von  $6'' \times 6''$  nicht die Genauigkeit, die mit den beiden anderen Filtermessungen erreicht werden kann. Die Beobachtungsparameter der in der Arbeit verwendeten Messungen mit *ISOCAM* können der Tabelle 3.1 entnommen werden. Zu erwähnen ist, dass eine weitere *ISOCAM*-Messung mit dem *LW3*-Filter existiert, die der Beobachtung mit dem *LW2*-Filter entspricht. Eine genauere Analyse war im Rahmen der Arbeit leider nicht möglich. Es ist jedoch anzunehmen, dass der Fluss sich zwischen den beiden Beobachtungen mit dem *LW3*-Filter nicht messbar verändert haben dürfte. Vorläufige Ergebnisse der Untersuchung der Messungen mit dem *LW3*- und dem *LW10*-Filter finden sich bei Tuffs et al. [Tuffs98].

### 3.1.2 Weitere Messungen mit ISO

Die Messungen mit *ISOCAM* sind auf Wellenlängen, die kürzer als  $\sim 18 \mu\text{m}$  sind, beschränkt. Der Verlauf der Infrarotemission bei längeren Wellenlängen sollte daher durch weitere Beobachtungen mit *ISOPHOT* in unterschiedlichen Wellenlängen festgestellt werden. Die Messungen wurden zum gleichen Zeitpunkt wie die Beobachtung mit dem *LW3*-Filter von *ISOCAM* durchgeführt. Jedoch konnten nur obere Grenzwerte ermittelt werden ([Heinrichsen], [Tuffs2000]), die in Tabelle 3.2 zusammengefasst sind. Zusätzlich sollten Beobachtungen mit dem Spektrometer *PHOT-S* in einem Wellenlängenbereich 5 bis  $12 \mu\text{m}$  Aufschluss über eventuelle Linienemission geben. Es konnte, wie bei den anderen *ISOPHOT*-Messungen, keine Emission der SN 1987A nachgewiesen werden [Tuffs2000].

Filter	P25	C60	C100	C160	C200
$\lambda_r/\mu\text{m}$	25	60	100	160	200
Filterbreite in $\mu\text{m}$	19.8-28.4	54.8-71.4	87.5-116.9	146.4-202.3	187.1-216.7
Beobachtungstag	5.12.97	4.12.97	4.12.97	4.12.97	4.12.97
$F_\nu/\text{mJy}$ ( $3\sigma$ Grenzwert)	51	120	50	900	1500

**Tabelle 3.2:** Anhand der Messungen mit *ISOPHOT* bestimmte obere Grenzwerte der Infrarotemission von der SN 1987A, angegeben als  $3\sigma$ -Werte ([Tuffs2000], [Heinrichsen]).

Desweiteren versuchten Lundqvist et al. [Lundqvist99], mit den Spektrometern *SWS* und *LWS* Linienemission der SN 1987A nachzuweisen. Insbesondere sollte die Eisenlinie des FeII bei  $26\ \mu\text{m}$  bestimmt werden, um daraus auf die Masse an  $^{44}\text{Ti}$ , das bei der Explosion einer Supernova entstehen sollte, zu schließen. Zur Zeit der *ISO*-Mission sollte dieses Element infolge des radioaktiven Zerfalls die wichtigste Energiequelle im Überrest der Supernova darstellen, die nach Kozma [Kozma99] zum großen Teil in dieser Linie emittiert werden sollte. Wiederum konnten nur obere Grenzwerte angegeben werden [Lundqvist99]. In gleicher Weise kann aus dem mit dem P25-Filter ermittelten Grenzwert eine obere Grenze der gebildeten Masse an  $^{44}\text{Ti}$  abgeleitet werden, worauf in Abschnitt 4.2.3.1 näher eingegangen wird.

Allein anhand der drei Messungen mit *ISOCAM* können Werte des Flusses ermittelt werden, wobei im Fall der *LW3*- und *LW10*-Daten die Beobachtungsmethode sogar eine sehr genaue Bestimmung ermöglicht.

## 3.2 Reduktion der *ISOCAM* Daten

Zur Kalibration der *ISOCAM*-Daten steht ein entsprechendes Software-Paket, die *CAM Interactive Analysis Software* (*CIA*), zur Verfügung. Im Fall der *LW3*- und *LW10*-Messung beruht ein großer Teil der Kalibration auf selbst entwickelten Routinen, um möglichst akkurate Flüsse aus den Messungen ableiten zu können. So erlaubt die Beobachtungsmethode eine sehr viel genauere Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit, als es mit den Routinen der *CIA-Software* möglich war (Abschnitt 3.2.1.2). Desweiteren stand zum damaligen Zeitpunkt, als ich die Daten bearbeitet habe, keine befriedigende Driftkorrektur der Daten zur Verfügung, die daher entwickelt werden musste (Abschnitt 3.2.4). Um den Gesamtfluss, die Koordinaten oder die Größe des Emissionsgebietes aus den Daten abzuleiten, habe ich ausschließlich eigene Programme verwendet.

Im idealen Fall besteht die Kalibration der *ISOCAM*-Daten ausgehend vom sogenannten *SPD*-Format (*Standard Processed Data*) aus wenigen Einzelschritten (siehe zum Beispiel [Stark96]): Zunächst werden die Daten auf technische Einheiten ADU/Sek. (ADU= analog to digital units) normiert, wobei durch die Verstärkung des Signals  $G$  und die Integrationszeit  $t_{\text{Int}}$  zu teilen ist. Den Daten ist ein Dunkelstrom  $D$  überlagert, der abgezogen werden muss. Der gemessene Wert der einzelnen Pixel wird zusätzlich von der

Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren und des Photonенflusses, der auf die einzelnen Pixel fällt, bestimmt. Zur Korrektur müssen die Daten durch ein sogenanntes *Flat-field*  $F$  geteilt werden. Das Bild eines Rasterpunktes wird schließlich durch einfache Mittelung der  $n$  Einzelmessungen berechnet. Allgemein ergeben sich aus den gemittelten Werte  $\bar{I}$  des *SPD*-Formats die kalibrierten Werte  $I$  einzelner Pixel durch:

$$I = \frac{1}{F} \left( \frac{\bar{I}}{G t_{\text{Int}}} - D \right) = \frac{I_0 - D}{F}. \quad (3.1)$$

Die einzelnen Größen  $F$ ,  $D$  wie auch  $I_0$  hängen hierbei vom Pixel des Arrays ab. Bei den entsprechenden Ungenauigkeiten folgt für die Ungenauigkeit des ermittelten Wertes:

$$\sigma_I = \frac{I}{I_0 - D} \sqrt{I\sigma_F^2 + \sigma_{I_0}^2 + \sigma_D^2}. \quad (3.2)$$

Durch Teilen der Daten mit dem *Sensitiv*-Parameter werden die Werte schließlich in physikalische Flüsse umgewandelt.

Im Einzelnen ergeben sich, insbesondere durch die kosmische Strahlung, der die Detektoren ausgesetzt sind, und infolge des Driftverhaltens der Pixel bei Änderung des Flusses, Probleme bei der Kalibration. Zudem sind die Korrekturen bezüglich des Dunkelstroms und der Ansprechwahrscheinlichkeit nicht zeitlich konstant.

Bei der Kalibration der *ISOCAM*-Daten bin ich wie folgt vorgegangen:

- *Dunkelstromkorrektur*

Zur Korrektur des Dunkelstroms habe ich ein Modell der *CIA-Software* verwendet [Biviano98].

- *Beseitigen der Störungen durch kosmische Strahlung*

Wird ein Detektor durch ein Teilchen der kosmischen Strahlung getroffen, treten Störungen auf, die nur von sehr kurzer Dauer sein können oder das Verhalten des Detektors unter Umständen nachhaltig beeinflussen. Um die Effekte der kosmischen Strahlung zu beseitigen, habe ich zunächst die sogenannte *Multiresolution Median Transform (MMT)* [Stark96] benutzt. Sie liefert an sich gute Ergebnisse, jedoch werden zum Beispiel Störungen, die länger als die Beobachtung eines Himmelspunktes mit  $n$  Aufnahmen dauern, nicht als solche erkannt. Es erschien daher notwendig, die Daten zusätzlich ‚per Hand‘ von Effekten der kosmischen Strahlung zu säubern. Die manuelle Kalibration habe ich mit äußerster Vorsicht durchgeführt, um nicht selbst Fehler in den Daten zu erzeugen.

- *Driftkorrektur*

Um den Fluss der gemessenen Quelle möglichst akkurat bestimmen zu können, habe ich die Daten bezüglich des Driftverhaltens korrigiert. Ohne Korrektur würde insbesondere der Fluss der Messung mit *LW10* nur ungenau bestimmbar sein. Da zum damaligen Zeitpunkt keine befriedigende Korrektur des Driftverhaltens der *ISOCAM*-Daten vorlag, habe ich selbst eine Routine entwickelt, die auf dem Modell beruht, das das Driftverhalten des *PhotS*-Detektors erklärt. Ihre Funktionsweise

wird im gesonderten Abschnitt 3.2.4 beschrieben. Eine ähnliche Routine wurde nach Abschluss der Arbeit in die *CIA*-Software eingebunden, in der wichtige Parameter fest vorgegeben sind. Demgegenüber werden bei meiner Korrektur alle Modellparameter aus den gemessenen Daten abgeleitet.

- *FlatField-Korrektur*

Zur Korrektur der Detektoren der Kamera stehen mit dem *CIA*-Software-Paket an für sich entsprechende Daten (*FlatFields*) in einer Bibliothek zur Verfügung. Da hierbei nur eingeschränkt eine Korrektur möglich ist, habe ich bei den Messungen mit dem *LW3*- und dem *LE10*-Filter das *FlatField* anhand gemessener Daten ermittelt. Zur Erstellung des Mosaiks konnte das *FlatField* hierdurch deutlich verbessert werden. Um anhand der Daten möglichst genaue physikalische Größen, wie den Fluss oder die Ausdehnung der Quelle, ableiten zu können, habe ich zur Bestimmung des *FlatFields* im Bereich der Punktquellen den ebenen Infrarotuntergrund ausgenutzt. Die Verfahren werden in Abschnitt 3.2.1 näher erläutert. Bei der Messung mit dem *LW2*-Filter konnten wegen des kleineren Rasters keine besseren *FlatFields* gewonnen werden, so dass ich in diesem Fall das *Flat-Fields* des *CIA*-Pakets verwendet habe.

- *Datenreduktion an einzelnen Rasterpunkten*

In der Regel wird der an einem Rasterpunkt gemessene Fluss eines Pixels als Mittelwert der zugehörigen  $n$  Aufnahmen angegeben. Hier habe ich außer im Fall der Messung mit dem *LW2*-Filter stattdessen die bei der Driftkorrektur stabilisierten Werte gewählt.

- *Mosaikerstellung*

Im Fall der *LW10* und *LW3*-Messung habe ich die Bilder der einzelnen Rasterpunkte nach dem im nächsten Abschnitt vorgestellten Verfahren zu einem größeren Mosaik mit einer Pixelgröße von  $1''$  zusammengestellt.

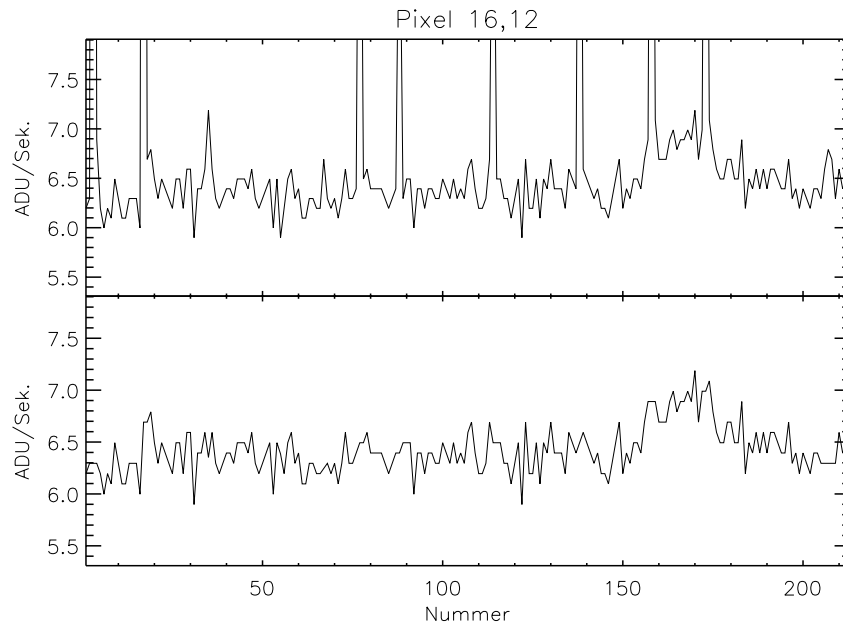
- *Korrektur der optischen Verzerrungen der Kamera*

Zur Bestimmung der Himmelskoordinaten muss die geometrische Verzerrung auf dem Array der Kamera berücksichtigt werden, auf deren Korrektur in Abschnitt 3.2.3 eingegangen wird.

### 3.2.1 Kalibration der *LW3*- und *LW10*- Daten

Anhand der Daten der Messungen mit dem *LW3*- und dem *LW10*-Filter werden einmal die physikalischen Parameter ermittelt und zum anderen Bilder erstellt, um einen Einblick über die nähere Umgebung der SN 1987A zu erhalten. Um jeweils optimale Ergebnisse zu erhalten, habe ich jeweils, wie im Folgenden dargelegt, eine etwas andere Methode zur Kalibration der Daten verwendet.





**Abbildung 3.1:** Störung infolge der kosmischen Strahlung, die auch als *Glitches* bezeichnet werden, eines Detektorpixels der Beobachtung mit *LW3*-Filter. Im unteren Bild ist dieser Effekt beseitigt. Es können auch Störungen auftreten, die das Verhalten des Detektors nachhaltig beeinflussen. Beispiele hierfür werden in der Diskussion zur Driftkorrektur gezeigt.

### 3.2.1.1 Erstellen des Mosaiks

Die Messmethode der Beobachtung der Supernova mit dem *LW3*- und *LW10*-Filter erlaubt es, aus den Einzelaufnahmen mit einer Pixelgröße von  $3''$  ein Bild mit einer Pixelgröße von  $1''$  zu erstellen. Üblicherweise werden in diesem Fall die Pixelflächen und nicht ihre Koordinaten auf ein feineres Mosaik projiziert. Dies kann insbesondere dann sinnvoll sein, wenn größere Verzerrungen der CCD-Felder vorhanden sind. Der Nachteil dieser Projektion ist, dass hierbei über benachbarte Pixel gemittelt wird, die unterschiedliche Flüsse besitzen können. Die Auflösung des Bildes wird daher zwangsläufig breiter. Es ist daher von Vorteil, das Mosaik zunächst durch Projektion der Pixelpositionen zu ermitteln.

Dieses so erstellte Bild kann zur Bestimmung eines besseren *FlatFields* verwendet werden. Hierbei habe ich zunächst die Daten mit Hilfe des entsprechenden *FlatFields* der *CIA*-Software korrigiert. Die Pixel dieses Bildes weisen eine starke Streuung auf, die nach mehrmaliger Anwendung eines einfachen  $\sigma$ -Filters reduziert werden kann<sup>2</sup>. Für jeden Pixel lassen sich aus diesem Mosaik anschließend neun Werte ableiten, mit denen die

<sup>2</sup>Hierbei wird der Wert eines jeden Pixels mit dem Mittelwert seiner Umgebung verglichen. Falls beide mehr als ein bestimmter Betrag voneinander abweichen, wird der Wert des Pixels durch denjenigen der Umgebung ersetzt.

ursprünglichen Pixelwerte skaliert werden müssen, um das gefilterte Bild zu erzeugen. Zur Bestimmung des *FlatFields* habe ich den Median aus diesen Werten gebildet.

Um die Strukturen der Infrarotemission des mit Hilfe des neuen *FlatFields* berechneten Bildes zu verdeutlichen, habe ich die Daten ein erneutes Mal gefiltert, wobei ich die Bereiche der Supernova und des Sterns ausgespart habe. Korrigiert habe ich all jene Pixel, deren Werte mehr als ein Sigma von dem der Umgebung innerhalb einer kreisförmigen Fläche mit einem Durchmesser von  $7''$  abweichen. Nach der Filterung habe ich für diejenigen Pixel des Mosaiks, denen, wie insbesondere den Pixeln in den Randbereichen des Mosaiks, kein Messwert zugeordnet werden kann, die Mittelwerte aus den umliegenden Pixeln ermittelt. Anschließend wurden die Daten mit einer Gaussfunktion ( $\sigma = 0.6''$ ) gefaltet.

Die so ermittelten Bilder des näheren Bereiches der Supernova sind in Abbildung 3.4 gezeigt.

### 3.2.1.2 Kalibration für punktförmige Quellen

Um für die nahezu punktförmigen Quellen in den Bildern von *ISOCAM* möglichst genaue physikalische Größen ableiten zu können, habe ich zur Bestimmung eines akkuraten *FlatFields* den nahezu ebenen Untergrund im näheren Bereich der punktförmigen Quellen ausgenutzt. Da jeder Detektorpixel maximal an einem Rasterpunkt auf dem Bild der Quelle liegt, sind zudem Störungen der Pixel durch die kosmische Strahlung während der Vermessung des Untergrundes leicht festzustellen. Diese Pixelwerte habe ich wie diejenigen, deren Fluss erkennbar durch die leuchtstarke Emission im Norden hervorgerufen wurde, nicht weiter berücksichtigt. Der Untergrund der Quelle kann schließlich mit Hilfe eines linearen Fits bezüglich aller gültigen Einzelmessungen eines Pixels mit Ausnahme derjenigen der Quelle ermittelt werden. Bezeichnen  $I_0$  und  $U$  jeweils den von einem Pixel gemessenen Fluss der Quelle und den aus dem Fit ermittelten Untergrund vor Abzug des Dunkelstroms  $D$ , ist der normierte Fluss  $\hat{I}$  (nach Abzug des normierten ebenen Untergrundes) gegeben durch:

$$\hat{I} = \frac{I_0 - D}{U - D} - 1 = \frac{I_0 - U}{U - D}. \quad (3.3)$$

Der zugehörige Fehler berechnet sich zu:

$$\sigma_{\hat{I}} = \frac{1}{U - D} \sqrt{\hat{I}^2(\sigma_U^2 + \sigma_D^2) + \sigma_{I_0}^2 + \sigma_U^2}, \quad (3.4)$$

wobei  $\sigma_U$ ,  $\sigma_D$  und  $\sigma_{I_0}$  die Ungenauigkeiten des Untergrundes  $U$ , des Dunkelstroms  $D$  und des gemessenen Flusses  $I_0$  bezeichnen. Speziell der Fehler des Dunkelstromabzuges, dessen Wert aus dem Median aller Pixel der CCD abgeleitet wurde, sollte, entsprechend der Integrationszeit von  $\sim 5$  Sekunden, nur  $\sim 0.05$  ADU betragen [Biviano98]. Die Genauigkeit der ermittelten Werte wird daher vorwiegend durch den Fehler des Untergrundes und der Quelle bestimmt, die jedoch im Einzelnen schwer zu ermitteln sind. Nach der anschließenden Analyse der Daten können die Werte zudem systematische Fehler aufweisen, die nicht bekannt sind, so dass der Einfachheit halber die Pixel gleich gewichtet werden. Im Folgenden wird auf die Fehler noch näher eingegangen (siehe hierzu Abschnitt 3.3.3.1).

### 3.2.2 Kalibration der LW2-Daten

Bei der Messung mit dem *LW2*-Filter handelt es sich um eine einfache Rasterbeobachtung, bei der die Schrittweite gerade so gewählt ist, dass im idealen Fall, bei dem vor allem keine Verzerrung der CCD vorliegen würde, Pixel verschiedener Rasterpunkte genau übereinanderliegen. Im inneren Bereich des Rasters wird also jeder Punkt von maximal vier unterschiedlichen Pixeln vermessen. Die Pixelgröße von  $6''$  ist hierbei so groß, dass der Fluss einer punktförmigen Quelle nur anhand sehr weniger Pixel des aus den Einzelmessungen erstellten Mosaiks ermittelt werden kann. Zudem grenzt die Quelle der Supernova bei der Auflösung eng an das leuchtstarke Gebiet im Norden, so dass eine schwache Quelle nicht leicht zu identifizieren ist.

Um die Genauigkeit der späteren Flussbestimmung zu erhöhen, habe ich, ähnlich wie bei den beiden anderen Messungen, jeden Pixel einzeln betrachtet. Hiermit können eventuelle Fehler, die sich durch ein ungenaues *Flatfield* oder durch Störungen durch die kosmische Strahlung ergeben, reduziert werden. Eine Korrektur des *Flatfields*, das der ‚Bibliothek‘ des *CIA*-Softwarepaketes entnommen ist, ist hierbei wegen des kleinen Rasters von nur vier Rasterpunkten vermutlich nur mit großem Aufwand möglich.

### 3.2.3 Pixelkoordinaten

Die mit *ISOCAM* gewonnenen Aufnahmen weisen geometrische Verzerrungen auf, so dass, insbesondere in den Randbereichen, die Pixel von den richtigen Positionen abweichen. Da anhand der gemessenen Daten die Koordinaten der Infrarotemission ermittelt werden sollen, muss dieser Effekt bei den Berechnungen berücksichtigt werden.

Die Methode zur Korrektur der *ISOCAM*-Daten [Aussel98] entspricht in etwa derjenigen, die für die *HST*-Daten verwendet wird [Holtzman95]. Demnach erhält man die korrigierten Positionen  $x_k$ ,  $y_k$  der gemessenen Koordinaten  $x$ ,  $y$  durch Berechnung eines Polynoms dritten Grades:

$$x_k = c_0 + c_1x + c_2y + c_3x^2 + c_4xy + c_5y^2 + c_6x^3 + c_7x^2y + c_8xy^2 + c_9y^3, \quad (3.5)$$

$$y_k = d_0 + d_1x + d_2y + d_3x^2 + d_4xy + d_5y^2 + d_6x^3 + d_7x^2y + d_8xy^2 + d_9y^3. \quad (3.6)$$

Die zugehörigen Parameter der unterschiedlichen Filter habe ich dem *CIA*-Software-Paket entnommen. Die Verzerrung auf den CCD-Feldern wird durch eine Linse beeinflusst, deren genaue Position bei unterschiedlichen Beobachtungen nicht bekannt ist. Deswegen ist die Korrektur nur eingeschränkt möglich.

Da die Position des Satelliten während eines Rasterpunktes nach den Satellitendaten (iiph-Daten) um ungefähr eine Bogensekunde schwankt (siehe Berechnung der Auflösungsfunktion Abschnitt 3.3.2), kann für die Pixel jeweils nur ein mittlerer Wert der während eines Rasterpunktes beobachteten Himmelskoordinaten angegeben werden. Für die *LW2*-Daten habe ich hierfür die mit der *CIA*-Software berechneten Werte verwendet, die für die einzelnen Rasterpunkte aus dem Median der Koordinaten des Mittelpunktes des Kamera-Arrays abgeleitet sind. Im Fall der *LW10*- und *LW3*-Daten habe ich demgegenüber die mittlere Position eines jeden Pixels aus dem Median der gültigen Einzelmessungen ermittelt.

### 3.2.4 Driftkorrektur

Die Detektorpixel zeigen nach Änderung des Photonенflusses ein stark nichtlineares Verhalten. So folgt einem schnellen Wechsel des Signals eine Stabilisierungsphase, deren Dauer von der Stärke des zu messenden Flusses abhängt und insbesondere für niedrige Flüsse so lang sein kann, dass während der Messung kein stabilisiertes Signal erreicht wird. Es ist offensichtlich, dass dieser Effekt eine genaue Bestimmung des Flusses sehr erschwert. Um dennoch möglichst genaue Ergebnisse erzielen zu können, habe ich die CAM-Daten bezüglich dieses 'Driftverhaltens' korrigiert. Hierbei muss mit Vorsicht vorgegangen werden, um nicht durch die 'Korrektur' selbst Fehler in den ermittelten Flüssen zu erzeugen. Da zum Zeitpunkt der Datenkalibration keine Routine verfügbar war, die eine akkurate Photometrie ermöglicht hat, habe ich selbst eine Korrektur entwickelt, deren Methode auf Untersuchungen des Detektorverhaltens von *Phot-S* basiert.

Zu einem späteren Zeitpunkt stand für *ISOCAM*-Daten eine ähnliche Driftkorrektur nach dem sogenannten *Fouks – Schubert – Modell*, einer Näherung des hier verwendeten Modells, zur Verfügung. Hingegen werden in jener Korrektur feste Pixelparameter verwendet, die den Verlauf des Signals bestimmen, während sie hier aus den gewonnenen Daten abgeleitet werden. Dies ist insbesondere dann vorteilhaft, falls das Pixelverhalten durch die Beobachtung beeinflusst wird oder sich in Laufe der Zeit ändert.

Betrachtet sei der Signalverlauf  $J^n(t)$  zum Zeitpunkt  $t$  nach dem  $n$ -ten Flusswechsel zum Zeitpunkt  $t_n$ , der zunächst mit einem Sprung zu  $J_0^n$  verbunden ist. Bei nicht zu starker Temperaturschwankung während der Messung kann das Driftverhalten durch folgenden Ausdruck beschrieben werden [Schubert95]:

$$J^n(t) = \beta J_\infty^n + \frac{(1 - \beta) J_\infty^n}{1 + \frac{J_\infty^n - J_0^n}{J_0^n - \beta J_\infty^n} e^{-(t-t_n)/\tau_n}}. \quad (3.7)$$

Hierbei nähert sich der Verlauf dem stabilisierten Signal  $J_\infty^n$  an, wobei die entsprechende Zeit eine Funktion des stabilisierten Signals selbst ist:

$$\tau_n = \frac{C}{\beta J_\infty^n}. \quad (3.8)$$

$C$  und  $\beta$  sind Konstanten des Detektors. Nun ist der Signalverlauf nicht unabhängig, sondern wird zusätzlich über den Signalsprung durch das Verhalten vor dem Flusswechsel bestimmt:

$$J_0^n = J^{n-1}(t_n - t_{n-1}) + \beta(J_\infty^n - J_\infty^{n-1}). \quad (3.9)$$

Insgesamt kann bei einer Rasterbeobachtung von  $N$  Rasterpunkten das Verhalten des Detektors im Prinzip durch  $N + 3$  Parameter beschrieben werden, wenn die Flussänderungen während der Bewegung des Satelliten von einem Rasterpunkt zum nächsten vernachlässigbar sind.

Um die stabilisierten Flüsse anhand des Modells zu ermitteln, müssen die Daten bezüglich dieser Effekte und des Dunkelstroms korrigiert sein.

Wegen des Driftverhaltens wurden jeweils zu Beginn der Beobachtung mit ISOCAM stets zusätzliche Aufnahmen am ersten Rasterpunkt erstellt, bis sich das Signal einigermaßen stabilisiert haben sollte. Diese Daten können nun dazu verwendet werden, die Zeitkonstanten der einzelnen Pixel abzuleiten. Zwar soll nach dem ISOCAM Observer Manual [ISOCAM manual] für alle Detektoren der *LW*-Kamera  $\beta = 0.6$  sein; indes wird oftmals mit einem abweichenden Wert eine bessere Übereinstimmung mit den Daten erzielt. Im Einzelnen habe ich für jeden Pixel der Kamera überprüft, ob der Fit mit einem anderen  $\beta$ -Wert verbessert werden kann, wobei ich nur Werte oberhalb von 0.45 zugelassen habe. In gleicher Weise wurde zur Korrektur mit dem *Fouks-Schubert-Modell* für jeden Pixel aus Beobachtungen ein spezieller  $\beta$ -Wert ermittelt.

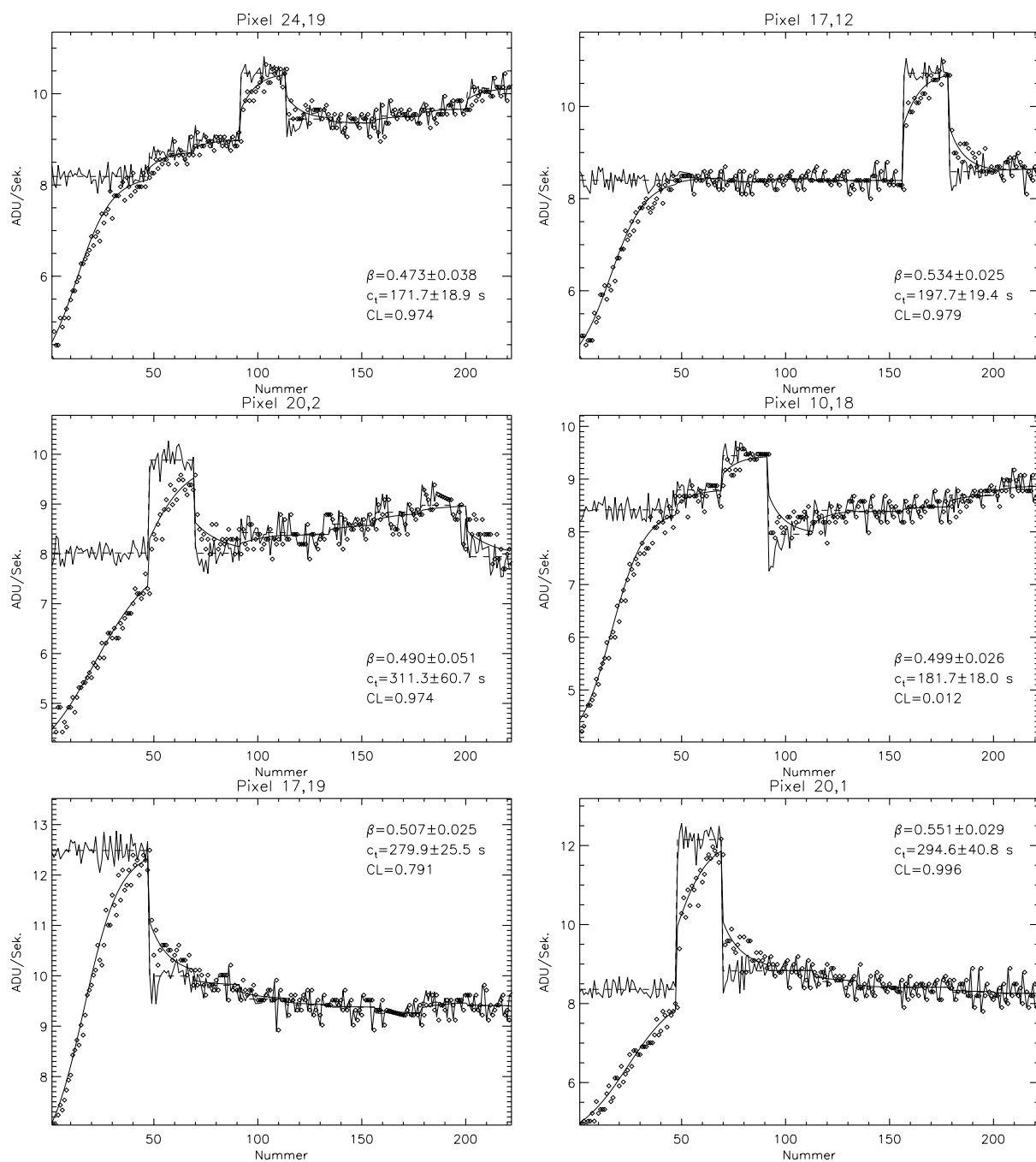
Da die Daten unterschiedlicher Rasterpunkte miteinander gekoppelt sind, werden die stabilisierten Werte anhand des Signalverlaufs der gesamten Beobachtung bestimmt. Probleme ergeben sich hierbei, wenn infolge einer Störung durch die kosmische Strahlung der Signalverlauf nachhaltig beeinflusst wird. Das einfachste Verfahren in diesem Falle ist, die Daten der nachfolgenden Rasterpunkte einer eigenständigen Messung zuzuordnen. Es erscheint zudem vernünftig, die Messwerte des Rasterpunktes, bei dem die Störung aufgetreten ist, nicht bei der gemeinsamen Bestimmung der stabilisierten Werte einzubeziehen.

Im idealen Fall werden anhand des Modells die Werte  $\beta$ ,  $C$ ,  $J_0^1$ ,  $J_\infty^1$ ,  $J_\infty^2, \dots, J_\infty^N$  bestimmt. Treten bei Daten des Rasterpunktes  $m$  deutlich anhaltende Detektorstörungen auf, sind die Werte  $\beta$ ,  $C$ ,  $J_0^1$ ,  $J_\infty^1, \dots, J_\infty^{m-1}$ ,  $J_0^m$ ,  $J_\infty^m, \dots, J_\infty^N$  zu ermitteln. Das Verfahren ist auf beliebig viele (also maximal der Anzahl der Rasterpunkte) gestörte Rasterpositionen erweitert. Die Parameter und deren Fehler werden hierbei aus einem nichtlinearen  $\chi^2$ -Fit abgeleitet.

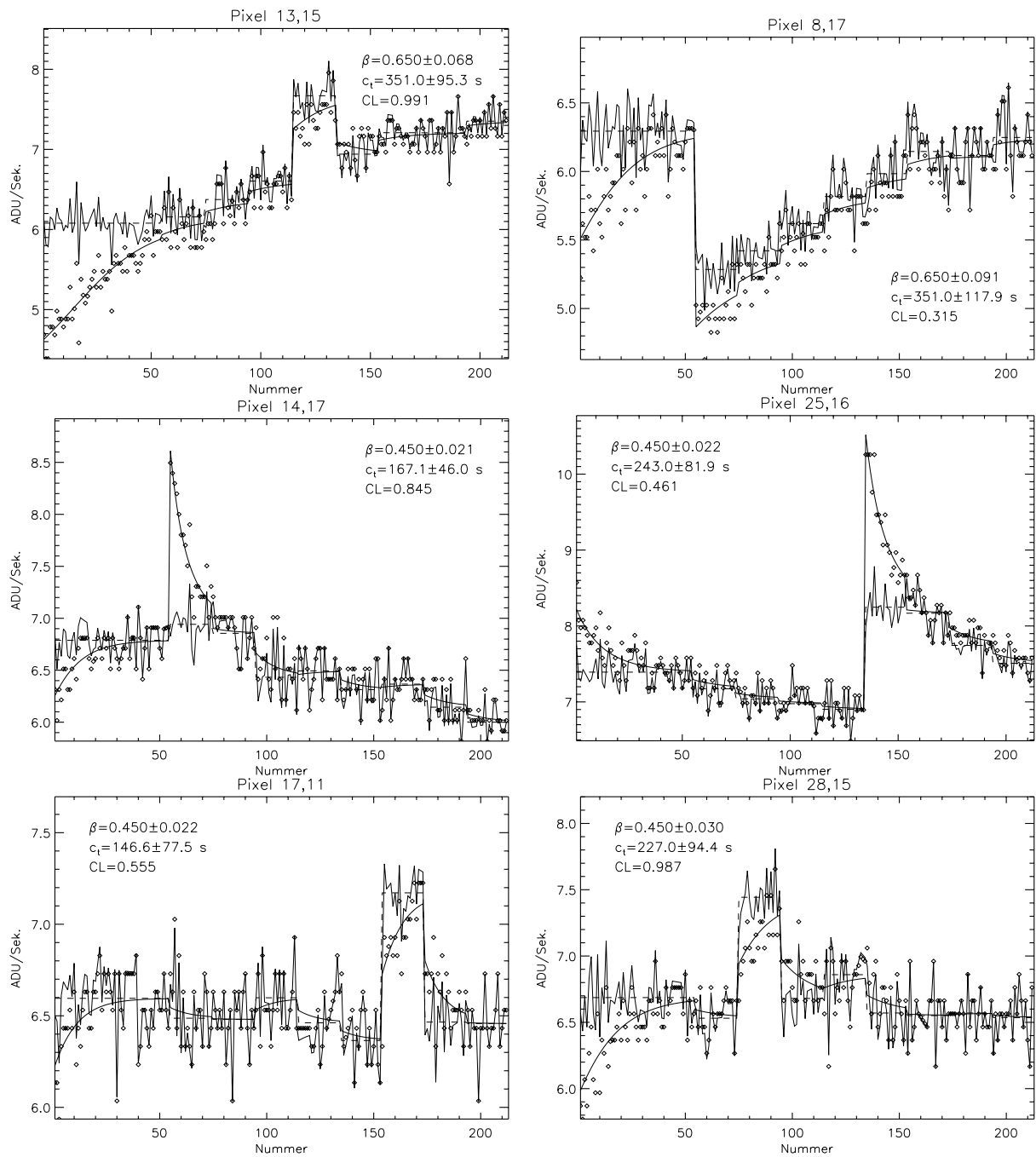
In den Abbildungen 3.3 und 3.2 sind Beispiele der Driftkorrektur für *LW3* und *LW10* dargestellt. Zudem sind die jeweils ermittelten Werte für  $\beta$  und  $c_t$  mit den zugehörigen Fehlern angegeben. Insgesamt stimmt der theoretische Signalverlauf bei ungestörten Pixeln sehr gut mit den gemessenen Werten überein.

Die Messungen mit *LW10* zeigen ein deutlich stärkeres Driftverhalten, das aber in den meisten Fällen gut korrigiert werden kann (Pixel (17,12) oder (20,2)). Einige Pixel (Pixel (24,19)) weisen zusätzlich eine längere Stabilisierungsphase auf, die nicht durch das Modell beschrieben werden kann. Schwierigkeiten bei der Korrektur ergeben sich zudem, wenn der Signalverlauf, wie der Pixel (10,18), über mehrere Rasterpunkte durch die kosmische Strahlung gestört wird. Das Beispiel des Pixels (10,18) zeigt die Probleme, die bei einer nachhaltigen Störung auftreten. Die Signalverläufe der Pixel (20,1) und Pixel (20,2) zeigen am zweiten Rasterpunkt jeweils eine Messung eines Sterns, der am Rande der Kamera detektiert wurde. Das äußerst starke Driftverhalten mag teilweise erklären, warum sich Probleme bei der Modellierung dieser Daten ergeben.

Selbst im Fall der *LW3*-Messung, die zu Beginn weniger stark durch den Drifteffekt betroffen ist und ein stärkeres Rauschen aufweist, liefert das Modell brauchbare Ergebnisse. Zudem können sogar größere Störungen des Detektors korrigiert werden, falls im Wesentlichen nur der Signalverlauf an einem Rasterpunkt betroffen ist (Pixel (14,17)). Anderenfalls schlägt das Modell offensichtlich fehl (Pixel (8,17) oder (25,16)).



**Abbildung 3.2:** Driftkorrektur der Messung mit LW10-Filter. Die Messwerte sind durch Rauten dargestellt. Gezeigt ist der mit dem Modell bestimmte Signalverlauf (glatte durchgezogene Linie), die korrigierten Daten (durchgezogene Linie) und die stabilisierten Werte (gestrichelte Linie).



**Abbildung 3.3:** Driftkorrektur der Messung mit LW3-Filter. Die Messwerte sind durch Rauten dargestellt. Gezeigt ist der mit dem Modell bestimmte Signalverlauf (glatte durchgezogene Linie), die korrigierten Daten (durchgezogene Linie) und die stabilisierten Werte (gestrichelte Linie).

### 3.2.5 Umgebung der SN 1987A in Bildern von *ISOCAM*

Da die Beobachtungen zu unterschiedlichen Zeiten gemacht wurden, weisen die Bilder unterschiedliche Orientierungen auf. Deutlich zu sehen sind zwei punktförmige Quellen, wobei es sich in der Mitte um Emission von der Supernova und am Rand um die eines Sterns handelt. Vergleicht man diese Quellen in den beiden Filtern, stellt man fest, dass die Emission des Sterns bei einer Wellenlänge von  $14.3 \mu\text{m}$  gegenüber der Emission von der Supernova schwächer erscheint, als dies bei einer Wellenlänge von  $12 \mu\text{m}$  der Fall ist. Dies deutet darauf hin, dass die Infrarotemission der Supernova eine niedrigere Temperatur besitzen muss, sofern es sich jeweils um ein Kontinuum handelt. Zusätzlich ist zu beobachten, dass die Emission der Supernova nicht in der Mitte des Bildes erscheint, obwohl die Beobachtung so konzipiert war. Dies hängt zum einen mit der Genauigkeit der Ausrichtung des Satelliten zusammen, wird aber maßgeblich durch eine falsche Stellung einer Linse der Kamera *ISOCAM* verursacht. Anhand des Sterns kann aber klar gezeigt werden (Abschnitt 3.3.6), dass es sich bei der punktförmigen Quelle in der Mitte der Bilder in der Tat um Emission aus der unmittelbaren Umgebung der Supernova oder um Emission von dem Überrest der Supernova selbst handelt. Die kräftige Emission im Norden ist ein Ausläufer der *30-Dorados-Nebels* in der Großen Magellanschen Wolke. Südlich dieser Region befindet sich ein Gebiet, das mit Ausnahme der beiden punktförmigen Quellen eine sehr gleichförmige Emission zeigt, bei der es sich vermutlich im Wesentlichen um Zirkuläremission handelt.

## 3.3 Bestimmung der physikalischen Größen

### 3.3.1 Farbkorrektur

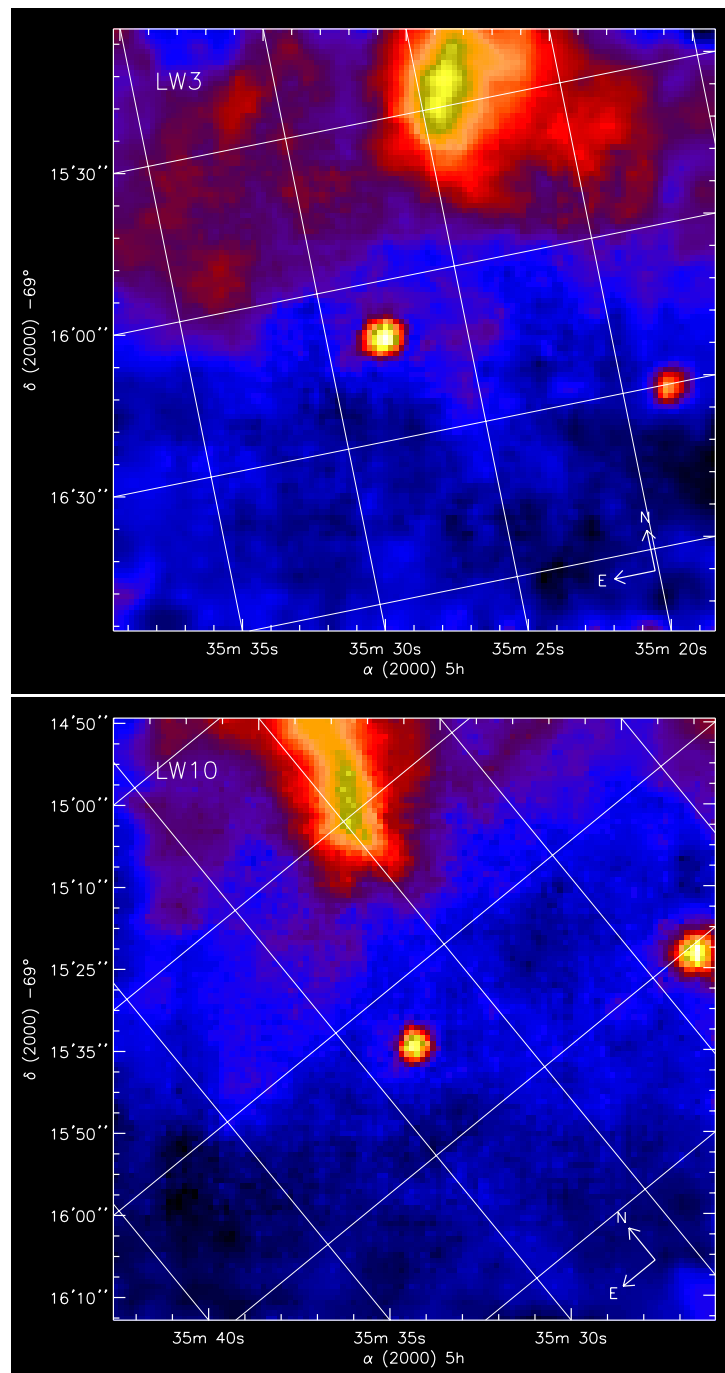
Der Fluss in einem Filter wird unter der Annahme eines flachen Spektrums  $F_\lambda \lambda = \text{konst.}$  für eine bestimmte Referenzwellenlänge  $\lambda_r$  angegeben. Weist das Spektrum im Bereich des Filters einen hiervon anderen Verlauf auf, kann der ermittelte Wert zum Teil deutlich von dem richtigen Fluss abweichen. Da dieser Effekt speziell im Fall der Staubemission verschiedener Staubteilchen sehr groß sein kann (siehe Abschnitt 4.3) und zur Analyse nur wenige Daten zur Verfügung stehen, werden die gemessenen Flüsse jeweils anhand des spektralen Verlaufs des Modells (siehe Abschnitte 4.3.4, 4.4.3) korrigiert, um eine Aussage der Staubzusammensetzung zu ermöglichen. Zudem kann der spektrale Verlauf die Auflösung der Beobachtung beeinflussen, was, wie im nächsten Abschnitt erläutert, bei der Bestimmung der Auflösungsfunktion zu berücksichtigen ist, um akkurate Ergebnisse für nahezu punktförmige Quellen ableiten zu können.

Für die ermittelten Flüsse  $\tilde{F}_{\lambda_r}$  des flachen Spektrums wird eine sogenannte Farbkorrektur durchgeführt [Blommaert98]:

$$F_{\lambda_r} = \tilde{F}_{\lambda_r} / \kappa, \quad (3.10)$$

wobei sich der Wert für  $\kappa$  bei den *ISOCAM*-Filtern aus der spektralen Transmission  $R(\lambda)$





**Abbildung 3.4:** Die Bilder zeigen die Infrarotemission der SN 1987A und ihrer näheren Umgebung nahezu 11 Jahre nach der Explosion, die mit ISOCAM in zwei Filtern LW10 ( $12 \mu\text{m}$ ) und LW3 ( $14.3 \mu\text{m}$ ) gemessen wurde. Da die Beobachtungen zu verschiedenen Zeiten durchgeführt wurden, weisen die Bilder unterschiedliche Orientierungen auf. Die Position der Supernova entspricht der punktförmigen Quelle in der Mitte. Bei der punktförmigen Quelle am Rand handelt es sich um einen Stern, der zur genauen Bestimmung der Infrarotemission der Supernova verwendet wird (Abschnitt 3.3.6).

des Filters und des Modellspektrums wie folgt ableitet:

$$\kappa = \frac{\int (F_\lambda / F_{\lambda_r}) (\lambda / \lambda_r) R(\lambda) d\lambda}{\int R(\lambda) d\lambda}. \quad (3.11)$$

Die spektrale Transmission ist hierbei gegeben durch das Produkt aus der Filtertransmission  $T(\lambda)$  und der Quanteneffizienz  $Q(\lambda)$ :

$$R(\lambda) = T(\lambda)Q(\lambda). \quad (3.12)$$

### 3.3.2 Das Auflösungsvermögen des Teleskops

Die wichtigen Größen, die die Quelle der Infrarotemission näher charakterisieren, werden anhand der Auflösung der Beobachtungen ermittelt. Neben der Bestimmung des Flusses und der Koordinaten wird untersucht, welche Ausdehnung und welche Form das Gebiet besitzt, aus dem die Infrarotemission stammt. Um deren Ursache zu verstehen, ist eine Kenntnis, ob es sich hierbei um Emission aus dem Zentrum oder aus der näheren Umgebung der Supernova handelt, überaus hilfreich. Denn falls die Quelle ausgedehnt ist, so ist dies, wie im nachfolgenden Kapitel ausführlicher dargelegt werden wird, ein deutliches Indiz dafür, dass es sich nicht um neu in der Supernova gebildeten Staub handeln kann.

Die Abmessungen des in Frage kommenden Bereiches in der näheren Umgebung betragen weniger als  $1.7''$  und sind daher wesentlich kleiner als die Auflösungen der Beobachtungen mit den Filtern LW3 und LW10 von *ISOCAM*, die in diesem Fall bei der verwendeten Pixelgröße von drei Bogensekunden Halbwertsbreiten von ungefähr  $5.0''$  und  $4.3''$  (Abbildung 3.9) aufweisen.

Um die notwendige Genauigkeit der Auflösungsfunktion abzuschätzen, die zur Bestimmung der Größe erforderlich ist, sei angenommen, dass die Quelle, wie die Auflösung selbst, durch eine Gaussfunktion mit einer Varianz  $\sigma_S$  bzw.  $\sigma_l$  dargestellt werden kann. Die Messung sei zudem zunächst ideal, so dass Ungenauigkeiten durch die Messwerte vernachlässigbar sind. Um eine Ausdehnung der Quelle feststellen zu können, muss die Breite der Auflösung besser als  $\Delta\sigma_l = \sigma_S^2/2\sigma_l$  bekannt sein<sup>3</sup>, was bei einer Quellengröße  $\sigma_S = 0.5''$  einer Genauigkeit von  $0.07''$  (LW10) und  $0.06''$  (LW3) bzw. 3.8% und 2.8% entspricht. Andererseits ließe sich bei einem Fehler von einem Prozent ein Emissionsgebiet ab der Größe  $\sigma_S = 0.26''$  (LW10) bzw.  $\sigma_S = 0.30''$  (LW3) nachweisen. Da sich durch die Messung selbst zusätzliche Ungenauigkeiten ergeben, ist eine genaue Kenntnis der Auflösung notwendig. Im Fall der verwendeten Filter wird dies dadurch erschwert, dass deren Auflösung, wie auch Untersuchungen der Beobachtungen von Punktquellen gezeigt haben [Okumura98], wegen ihrer Breite durch den spektralen Verlauf beeinflusst wird. Es wurde festgestellt, dass die gemessene Auflösung der LW-Filter von *ISOCAM*

<sup>3</sup>Genügen die Auflösung und die Quelle einer Gaussverteilung mit einer Varianz  $\sigma_l$  und  $\sigma_S$ , ist die Breite des Bildes gegeben durch  $\sigma^2 = \sigma_S^2 + \sigma_l^2$ . Die hierbei ermittelte Ausdehnung des Bildes kann aber wegen  $\sigma = \sigma_l + \Delta\sigma_l$  auch Folge einer Ungenauigkeit  $\Delta\sigma_l$  in der Breite der Auflösungsfunktion sein. Setzt man beide Ausdrücke gleich, ergibt sich im Fall kleiner Ungenauigkeiten ( $\Delta\sigma_l \ll \sigma_l$ )  $\Delta\sigma_l \approx \sigma_S^2/2\sigma_l$ . Dies bedeutet, dass bei besserer Genauigkeit  $\Delta\sigma_l$  kleinere Emissionsgebiete nachgewiesen werden können.

schmäler Bandbreite (mit Ausnahme des *LW1*-Filters) recht gut mit der theoretischen Auflösung des Satelliten bei Annahme eines monochromatischen Spektrums beschrieben werden kann. Bei einer Pixelgröße von  $1.5''$  stimmten die Halbwertsbreiten bis auf 5% überein. Eine größere Abweichung ergab sich insbesondere im Fall des Breitbandfilters *LW10* mit einer Wellenlänge  $12 \mu\text{m}$  (19%). Der Fehler konnte durch die effektive Wellenlänge bei einem angenommenen spektralen Verlauf  $F_\lambda \propto \lambda^{-4}$  auf 4.4% reduziert werden. Bei einer Pixelgröße  $3'' \times 3''$  stimmten die Halbwertsbreiten der Punktquelle und der theoretischen Auflösungsfunktion ( $12 \mu\text{m}$ ) nur bis auf  $\sim 7\%$  [Okumura98] überein. Ein besseres Ergebnis lässt sich, wie im Folgenden gezeigt wird, dadurch erreichen, wenn über die Breite des Filters mit der spektralen Transmission des Filters  $R(\lambda)$  unter Berücksichtigung des spektralen Verlaufs integriert wird.

Im idealen Fall ist die Auflösung des Teleskops eines Breitbandfilters der Referenzwellenlänge  $\lambda_r$  und der spektralen Transmission  $R(\lambda)$  gegeben durch:

$$J_F(\mathbf{x}, \lambda_r) = \frac{\int d\lambda \lambda R(\lambda) J(\mathbf{x}, \lambda)}{\int d\lambda \lambda R(\lambda) F_\lambda}. \quad (3.13)$$

Die Auflösungsfunktion ist hierbei so gewählt, dass der integrierte Fluss gerade Eins beträgt.  $J(\mathbf{x}, \lambda)$  ist die theoretische Auflösung des Satelliten eines monochromatischen Spektrums der Wellenlänge  $\lambda$ .  $F_\lambda$  bezeichnet die Flussdichte bei der Wellenlänge  $\lambda$  und ergibt sich durch Integration über die entsprechende Auflösung:

$$F_\lambda = \int d\mathbf{x} J(\mathbf{x}, \lambda), \quad (3.14)$$

wobei die Auflösung der monochromatischen Wellenlänge geschrieben werden kann als:

$$J(\mathbf{x}, \lambda) = \frac{F_\lambda A}{\lambda^2} \text{psf}(\mathbf{x}, \lambda). \quad (3.15)$$

$A \approx 0.246 \text{ m}^2$  ist die Fläche der effektiven Öffnung des Teleskops. Die Funktion  $\text{psf}(\mathbf{x}, \lambda)$  bezeichnet die sogenannte *point spread function*, die zweckmäßigerweise eingeführt wird und am Ursprung identisch eins ist.

Zunächst habe ich numerisch mittels der sogenannten *Fast Fourier Transform (FFT)* für einzelne Wellenlängen  $\lambda_i$  im Abstand  $\Delta\lambda = 0.5 \mu\text{m}$  die theoretischen Auflösungsfunktionen des Satelliten ermittelt. Die Berechnung erfolgte auf einem zweidimensionalen Gitter mit  $2048 \times 2048$  Punkten. Die Einheiten des Gitters habe ich so gewählt, dass der Abstand der Werte der Fouriertransformierten gerade  $1/3$  Bogensekunde beträgt. (Damit ist der Gitterabstand mit  $\lambda/(2048 \cdot 1/3)$  vorgegeben.) Für die effektive Teleskopöffnung des Satelliten habe ich die Angaben in der Routine von Okumura zur Berechnung der theoretischen Auflösung übernommen. Demnach betragen der Durchmesser des Teleskopspiegels und der in der Mitte befindlichen kreisförmigen Öffnung  $0.6$  bzw.  $0.174 \text{ m}$  und die Breite der Verstrebungen des Dreibeins  $0.02 \text{ m}$ .

Aus den so berechneten Auflösungsfunktionen monochromatischer Spektren ergibt sich

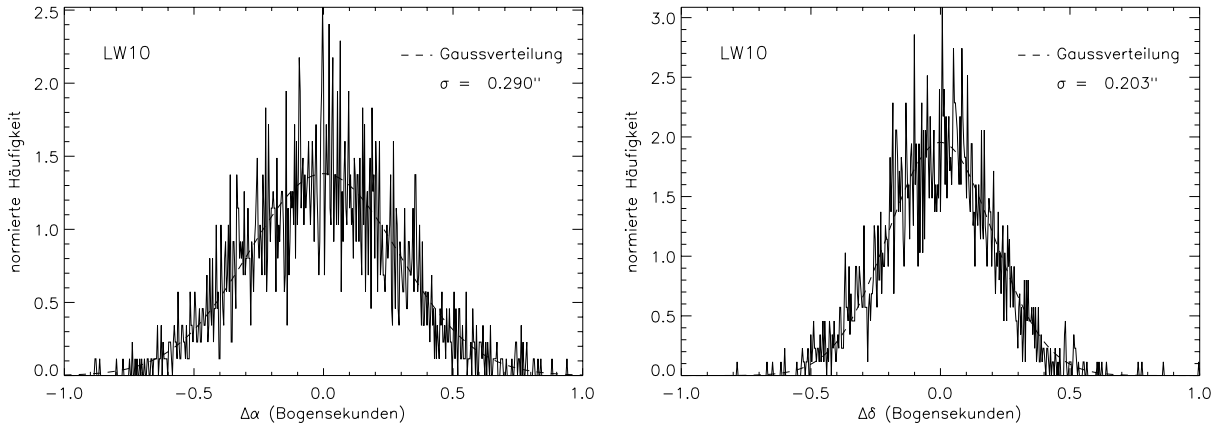
die theoretische Auflösung des Breitbandfilters schließlich näherungsweise durch<sup>4</sup>:

$$J_F(\mathbf{x}, \lambda_r) \approx \sum_i \frac{A \text{ psf}(\mathbf{x}, \lambda_i)}{\int d\lambda \lambda R(\lambda) F_\lambda} \int_{\lambda_i - 0.25\mu\text{m}}^{\lambda_i + 0.25\mu\text{m}} d\lambda \lambda^{-1} R(\lambda) F(\lambda). \quad (3.16)$$

Hierbei stimmt der Wert am Ursprung genau mit dem theoretischen Wert überein. Ungenauigkeiten ergeben sich bei der Integration hingegen im Gesamtfluss.

Zur Berechnung habe ich angenommen, dass der Verlauf des Spektrums im Bereich des Filters durch  $F_\lambda \propto \lambda^{-k}$  mit einem spektralen Index  $k$  beschrieben werden kann. Die zugehörige theoretische Auflösung des Filters der Referenzwellenlänge  $\lambda_r$  mit diesem Index sei mit  $J_F(\mathbf{x}, \lambda_r, k)$  bezeichnet.

Mit der Zeit zeigten sich leichte Schwankungen der Ausrichtung des Satelliten, der sogenannte *Jitter*, wodurch sich die Quelle scheinbar in der Lage auf dem Bild verändert, was bei einer längeren Messung zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Auflösung geführt hat. Nach den Positionsangaben, wie in Abbildung 3.5 für die Beobachtung der SN 1987A mit LW10-Filter gezeigt, sind die kleinen Auslenkungen gaussförmig um eine Mittellage mit einer Wahrscheinlichkeitsdichte  $P(x)_{\text{Position}}$  verteilt.



**Abbildung 3.5:** Genauigkeit der Ausrichtung des Satelliten in Rektaszension und Deklination während der Beobachtung mit LW10-Filter (nach *iiph*-Daten).

Desweiteren wird die Auflösung durch die Pixelgröße selbst bestimmt. Insgesamt ist die theoretische Auflösung einer Punktquelle demnach durch Faltung der drei Effekte gegeben:

$$\tilde{J}_F(\mathbf{x}, \lambda_r, k) = J_F(\mathbf{x}, \lambda_r, k) \otimes P(\mathbf{x})_{\text{Pixel}} \otimes P(\mathbf{x})_{\text{Position}}. \quad (3.17)$$

Die Verteilung  $P(\mathbf{x})_{\text{Pixel}}$  beschreibt die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors in Abhängigkeit des Ortes auf dem Detektorpixel und sollte im idealen Fall eine konstante Größe sein. Nicht ideale Pixel werden insbesondere bei inhomogener Beleuchtung der Pixel zu Problemen der Bestimmung des Flusses führen, wodurch gerade die Vermessung

<sup>4</sup>Die geometrischen Verzerrungen auf den CCD's von *ISOCAM* wurden anhand integrierter Auflösungs-funktionen bestimmt, wobei zu ihrer Berechnung eine abweichende Formel verwendet wurde. Demnach entsprechen jene Auflösungen einem spektralen Verlauf  $F_\lambda \propto \lambda$  [Aussel98].

von Punktquellen betroffen wäre. Bei der Berechnung der theoretischen Auflösung sind diese Effekte, wie die Verzerrung der mit *ISOCAM* gewonnenen Bilder, wodurch sich die effektive Pixelfläche vor allem am Rand des CCD-Feldes ändern kann, vernachlässigt.

Filter	HWB(gemess.)/3''	HWB(theor.)/3''	HWB(gemess.)/HWB(theor.)
LW10	$1.327 \pm 0.028$	$1.315 \pm 0.009$	$1.009 \pm 0.022$
LW3	$1.660 \pm 0.004$	$1.652 \pm 0.006$	$1.005 \pm 0.005$

**Tabelle 3.3:** Vergleich der Halbwertsbreiten der theoretischen Auflösung mit denjenigen, die anhand von Sternen (*ISOCAM PSF REPORT*, [Okumura98]) ermittelt wurden. Die Werte weichen weniger als 1% voneinander ab.

Um die Genauigkeit der auf diese Weise ermittelten Auflösungsfunktion zu ermitteln, habe ich für Beobachtungen mit dem *LW3* und dem *LW10*-Filter im Fall einer Pixelgröße von 3'' die Halbwertsbreiten der Auflösungsfunktion mit denjenigen verglichen, die aus Beobachtungsdaten von Sternen abgeleitet wurden [Okumura98], wobei ich den spektralen Verlauf des Sternspektrums im Bereich des Filters mit  $F_\lambda \propto \lambda^{-4}$  ( $F_\nu \propto \nu^2$ ) angenommen habe. Die Halbwertsbreiten habe ich, wie bei der Analyse der Infrarotemission der Sterne [Okumura98], durch Interpolation längs vertikaler und horizontaler Schnitte durch das Maximum gewonnen. Wie aus Tabelle 3.3 ersichtlich, stimmen die daraus abgeleiteten Mittelwerte ausgezeichnet innerhalb der aufgelisteten Fehler, die der Differenz beider Werte entsprechen, mit den gemessenen Halbwertsbreiten überein (Tabelle 3.3). Demgegenüber weichen die Werte im Fall eines monochromatischen Spektrums zur Berechnung der theoretischen Auflösung um 6.9% (LW10, 12  $\mu\text{m}$ ) und 2.8% (LW3, 14.3  $\mu\text{m}$ ) von den gemessenen Werten ab.

### 3.3.3 Methode zur Bestimmung der physikalischen Parameter der Quelle

Um die physikalischen Parameter der Infrarotquellen mit der Auflösungsfunktion abzuleiten, wird jeweils ein kleiner Bereich des Gesamtbildes betrachtet. Die entsprechenden Werte und deren Ungenauigkeiten werden mittels eines nichtlinearen  $\chi^2$ -Fits bestimmt, wobei die an den Positionen  $\mathbf{x}_{i,j}$  gemessenen Daten  $I(\mathbf{x}_{i,j})$  mit den Werten des theoretischen Bildes  $B(\mathbf{x})$  einer auf eins normierten Quelle  $Q(\mathbf{x})$  verglichen werden.

Handelt es sich um eine Punktquelle, ist das Bild gerade durch die im vorigen Abschnitt betrachtete Auflösungsfunktion gegeben. Anderenfalls ist die Quelle mit der theoretischen Auflösungsfunktion zu falten. Ein Wert der so berechneten Bildfunktion  $B(\mathbf{x})$  am Punkt  $\mathbf{x}$  gibt nach der Definition 3.17 an, welchen Fluss ein Pixel der Kamera an diesem Ort messen würde. Formal lässt sich dieser Betrag eines Pixels der Position  $\mathbf{x}_{i,j}$  aus einer Integration des Bildes mit einer Deltafunktion gewinnen:

$$B(\mathbf{x}_{i,j}) = \int B(\mathbf{x}) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{i,j}) d\mathbf{x}. \quad (3.18)$$

Für die Untersuchung wird das theoretische Bild auf einem regelmäßigen Gitter mit einem Gitterabstand von  $\Delta_J = 1/3$  Bogensekunden berechnet. Um eine höhere Auflösung zu erreichen, werden die Werte beliebiger Koordinaten hieraus mittels linearer Interpolation gewonnen.

Die gesuchten Größen sind der Fluss  $S$ , die Pixelkoordinaten  $\mathbf{x}_0$  der Quelle und, bei der Messung mit  $LW2$ -Filter, der Untergrund  $U$ . Sie werden aus dem Minimum des folgenden Ausdrucks ermittelt:

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \frac{(I(\mathbf{x}_{i,j}) - S B(\tilde{\mathbf{x}}_{i,j}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}_{i,j})) - U)^2}{\sigma_{i,j}^2}. \quad (3.19)$$

Hierbei bezeichnen die Werte  $\tilde{\mathbf{x}}_{i,j}$  die Koordinaten, an denen die Bildfunktion zu bestimmen ist und die nach folgender Vorschrift zu berechnen sind:

$$\tilde{\mathbf{x}}_{i,j} = \mathbf{x}_M - (\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}_{i,j}) \frac{\Delta_I}{\Delta_J}, \quad (3.20)$$

wobei  $\mathbf{x}_M$  den Mittelpunkt der Bildfunktion,  $\mathbf{x}_{i,j}$  die Pixelkoordinaten der gemessenen Daten,  $\Delta_J$  den Abstand der theoretischen Bilddaten und  $\Delta_I$  den Abstand der Gitterpunkte der Messdaten bezeichnet, der im Fall der Messungen mit  $LW3$  und  $LW10$  eine Bogensekunde, im Fall von  $LW2$  sechs Bogensekunden beträgt.

Die Ungenauigkeiten der aus dem  $\chi^2$ -Fit ermittelten Parametern werden aus dem Verlauf des  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$  abgeleitet. Da das  $\Delta\chi_\nu^2$  einer  $\chi_\nu^2$  Verteilung mit  $\nu$  freien Parametern genügt, kann hiermit für  $\nu$  Parameter ein gemeinsamer Konfidenzbereich ermittelt werden. Im Fall eines einzelnen Parameters erhält man die Grenze von einem  $\sigma$  zum Beispiel bei  $\Delta\chi_1^2 = 1$ . Auf diese Weise werden die Fehler  $\sigma_S$  und  $\sigma_U$  des Flusses  $S$  und des Untergrundes  $U$  berechnet. Für die Koordinaten wird der  $1\sigma$  Bereich der gemeinsamen Wahrscheinlichkeit angegeben (siehe auch [Avni78]).

### 3.3.3.1 Bestimmung der Messfehler

Die Fehlerbehandlung der einzelnen Messwerte ist äußerst schwierig, da ihre Genauigkeit durch viele Effekte bestimmt ist, die zum Teil nicht bekannt sind. So wurde bereits auf Probleme hingewiesen, die sich bei inhomogener Belichtung der Pixel ergeben, falls die Ansprechwahrscheinlichkeit auf einem Detektor eine Funktion des Ortes ist. Desweiteren sind die Pixel nicht gänzlich unabhängig, was insbesondere am Dunkelstrom beobachtet werden kann, bei dem Pixel längs der geraden und ungeraden Liniennummern auf den CCD-Feldern ein ähnliches Verhalten zeigen [Biviano98]. Daher ist es durchaus möglich, dass der Fluss eines Pixels durch benachbarte Pixel gestört ist. Ein weiterer Effekt ergibt sich durch die Verzerrung des Bildes auf den CCD-Feldern, die zu abweichenden Pixelkoordinaten führt. Eine Korrektur ist wegen einer mit der Beobachtung wechselnden Stellung einer Linse, durch die die Verzerrung beeinflusst wird, nur eingeschränkt möglich. Im idealen Fall sollte die Korrektur akkurat bis auf 1/10 der Pixelgröße sein [Ausse198]. Hinzu kommen Ungenauigkeiten in der Drifteffektkorrektur und nachhaltige Störungen

infolge der kosmischen Strahlung, wovon insbesondere die Messung mit dem *LW3*-Filter betroffen ist.

Es erscheint daher vernünftig, bei den Berechnungen zumeist die einzelnen Messwerte an unterschiedlichen Rasterpunkten gleich zu gewichten. Allein im Fall der *LW2*-Messung des Sterns werden beim Fit unterschiedlich gewichtete Pixelwerte verwendet, da die Pixel wegen der großen Differenzen im Fluss zum Teil starke Drifteffekte aufweisen, die auch wegen der gegenüber den beiden anderen Filtermessungen geringeren Integrationszeit pro Messpunkt nur bedingt korrigiert werden konnten. Bei gleicher Gewichtung wird der Zusammenhang der Konfidenzwerte eines Fits mit  $N$  freien Parametern und des  $\chi^2_{\min}$  im Minimum bei normal verteilten Fehlern genutzt. Der gemeinsame Wert für  $\sigma$  wird aus dem  $\chi^2$  im Minimum bei einer Vorgabe eines Konfidenzwertes von 90% abgeleitet. Der Fehler lässt sich einfach auf andere Werte mit anderem Konfidenzwert umrechnen:

$$\sigma_2 = \sigma_1 \sqrt{\frac{\chi^2(\text{KW}_1, N)}{\chi^2(\text{KW}_2, N)}}. \quad (3.21)$$

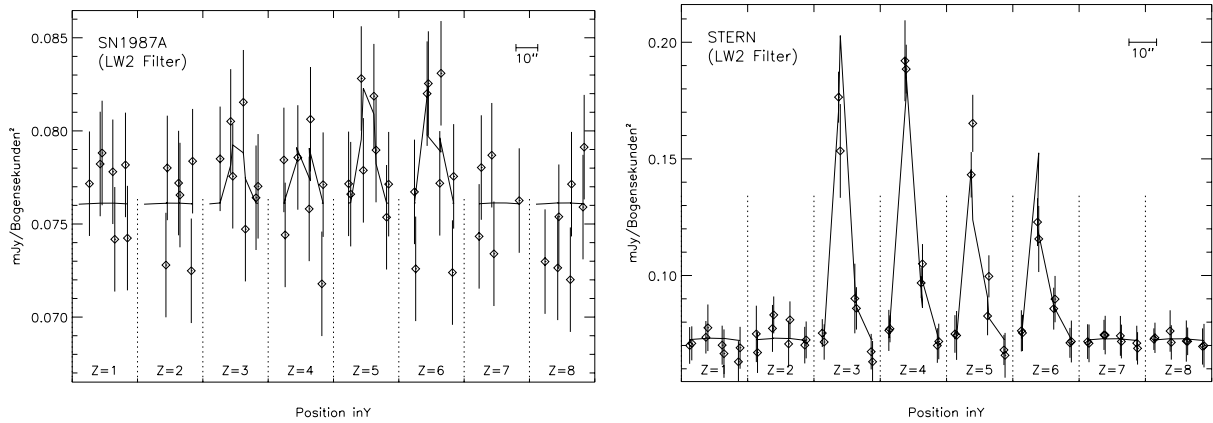
Es ist offensichtlich, dass hiermit im Wesentlichen nur die Größenordnung des Fehlers bestimmt werden kann. In ähnlicher Weise habe ich die Ungenauigkeiten der *LW2*-Messung des Sterns so skaliert, dass der Fit wiederum einem Konfidenzwert von 90% entspricht.

### 3.3.4 Ergebnisse der Flussberechnungen

Im Fall der Messungen mit dem *LW3*- und dem *LW10*-Filter sollen anhand der theoretischen Auflösungsfunktion unterschiedliche physikalische Parameter der von der SN 1987A und eines Sterns gemessenen Infrarotemission ermittelt werden. Hierbei könnte der Fluss der Quelle unter Annahme einer Punktquelle bestimmt und die Größe des Emissionsgebietes der SN 1987A hiervon unabhängig untersucht werden. Weist die Quelle jedoch eine deutliche Ausdehnung auf, ist der berechnete Fluss dann möglicherweise zu gering. Daher erscheint es sinnvoller, zunächst die wahrscheinlichste Größe des Emissionsgebietes, wie es im anschließenden Abschnitt 3.3.5 erläutert wird, mit Hilfe einer zweidimensionalen Gaussfunktion als Quelle abzuleiten, indem gleichzeitig die Varianz  $\sigma_Q$  der Gaussfunktion, der Fluss  $S$  und die Koordinaten der Quelle ermittelt werden. Die auf diese Weise gewonnene Bildfunktion habe ich zur Bestimmung der Ungenauigkeiten im Fluss und den Koordinaten verwendet. Zu beachten ist, dass die Bildfunktion  $B(\mathbf{x})$  durch den spektralen Verlauf im Bereich des Filters beeinflusst wird.

Da das Emissionsspektrum der Supernova nicht von vornherein bekannt war, habe ich den Verlauf im Bereich der Filter *LW3* und *LW10* der Einfachheit halber durch ein Potenzgesetz  $F_\lambda \propto \lambda^{-k}$  beschrieben, dessen Index ich aus einem Fit der mit *LW10* und *LW3* ermittelten Flüsse abgeleitet habe.

Bei einer Vorgabe eines zunächst flachen Spektrums  $F_\lambda \propto \lambda^{-1}$  lassen sich unter wiederholter Berechnung der Bildfunktion und der sich daraus ergebenden Flüsse sehr akkurate Ergebnisse erzielen. Für die Infrarotemission der SN 1987A ergab sich auf diese Weise ein spektraler Index  $k = 1.08 \pm 0.32$ , wobei die zugehörigen farbkorrigierten Flüsse des *LW3*- und *LW10*-Filters 2.82 mJy bzw. 2.40 mJy betragen.



**Abbildung 3.6:** *Bester Fit der theoretischen Bildfunktion zu den mit LW2 gewonnenen Daten der Supernova und des Sterns. Die Größe der Quelle ist als punktförmig angenommen. Gezeigt sind die horizontalen Schnitte durch die gewählten Bildausschnitte. Wegen verschiedener Beobachtungsmethoden weisen die gezeigten Messwerte gegenüber den Daten der LW3- und LW10-Filter eine deutlich größere Streuung auf. Die hohen Flüsse des Sterns sind wegen starker Drifteffekte nur sehr ungenau zu ermitteln, so dass die einzelnen Messwerte zur Bestimmung der physikalischen Parameter unterschiedlich gewichtet sind. Die Fehler sind so skaliert, dass sie einem Konfidenzwert von 90% entsprechen.*

Die Sternposition befindet sich jeweils am Rand des mit *ISOCAM* beobachteten Feldes, so dass im Fall des Sterns im Gegensatz zur Supernova nur wenige Datenpunkte zur Bestimmung der physikalischen Parameter zu Verfügung stehen, wodurch insbesondere der Fluss größere Fehler aufweisen kann. Daher habe ich für den Stern angenommen, dass der spektrale Verlauf im Bereich der Filter sich näherungsweise durch das Rayleigh-Jeans-Gesetz beschreiben lässt ( $k = 4$ ).

Gegenüber den Messungen mit dem *LW10*- oder *LW3*-Filter ist die Auflösungsfunktion des *LW2*-Filters nahezu unabhängig von dem spektralen Verlauf, da die Breite hauptsächlich durch die Pixelgröße von  $6''$  bestimmt wird. Zudem ergeben sich die Genauigkeiten der abzuleitenden Parameter in diesem Fall weniger aus der Auflösungsfunktion als aus den Fehlern der einzelnen Messwerte. Zur Bestimmung der Parameter habe ich im Fall der Supernova und des Sterns die Auflösungsfunktionen verwendet, die einem Spektrum mit einem spektralen Index  $k = 1$  bzw.  $k = 4$  entsprechen. Die Quelle ist jeweils als punktförmig angenommen ( $\sigma_Q = 0$ ).

Mit Ausnahme der mit dem *LW2*-Filter gemessenen Daten des Sterns, die wegen der hohen Flüsse zum Teil stark durch Drifteffekte beeinflusst sind, die nicht vollständig korrigiert werden können, sind die einzelnen Pixel bei der Bestimmung der physikalischen Parameter jeweils gleich gewichtet. Die Fehler sind so skaliert, dass die abgeleiteten Ungenauigkeiten einem Konfidenzwert von  $\sim 90\%$  des besten Fits entsprechen.

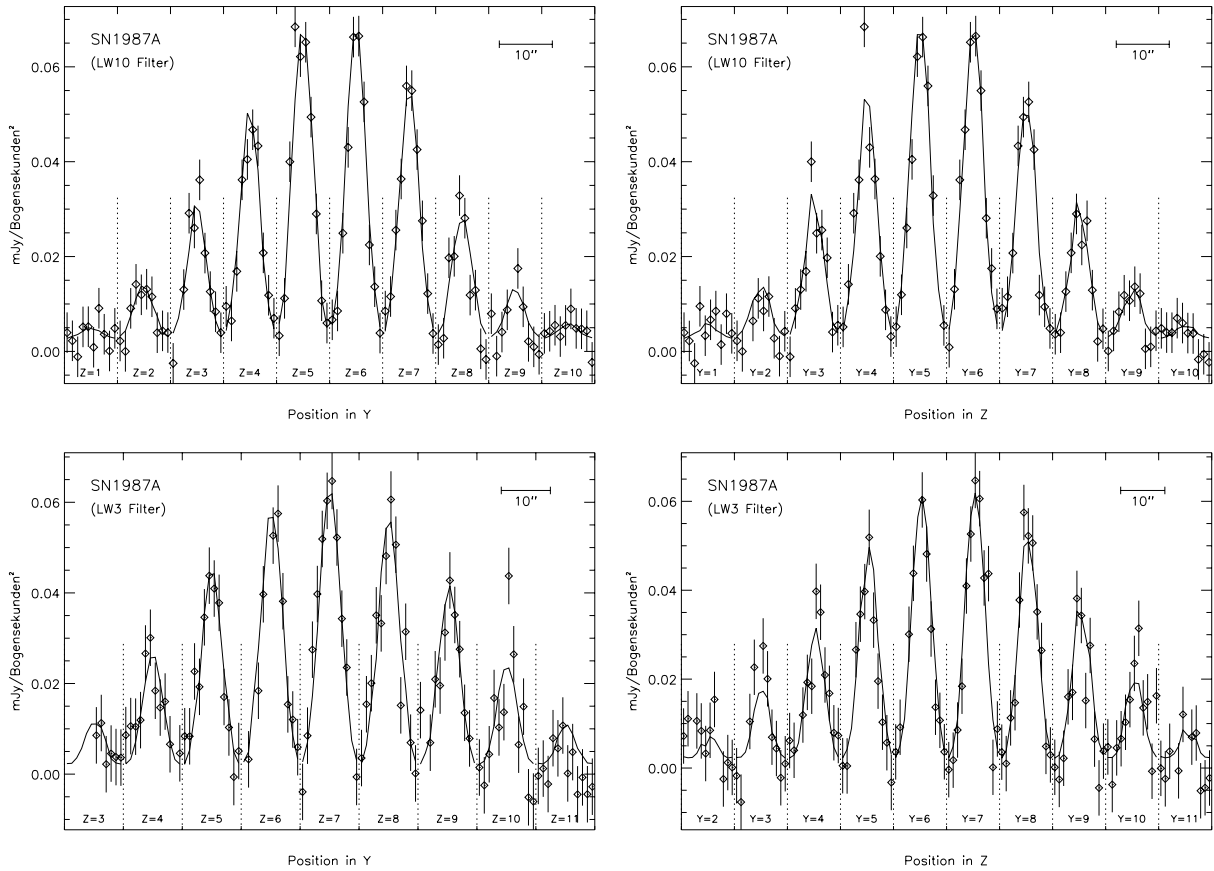
Die wichtigen Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst und die zugehörigen Fits können den Abbildungen 3.6, 3.7 und 3.8 entnommen werden.

Wie der Tabelle zu entnehmen ist, erlaubt die Beobachtungsmethode der *LW3*- und



	LW2	LW10	LW3
$\lambda_r/\mu\text{m}$	6.7	12.0	14.3
<i>Sensitiv</i> [ADU/Pixel mJy]	$2.32 \pm 3.3\%$	$4.23 \pm 3.9\%$	$1.96 \pm 4.8\%$
Beobachtungstag nach Ausbruch	3855.2	3998.66	3937.70
Größe des Arrays	$36 \times 36$	$114 \times 114$	$114 \times 114$
SN 1987a			
spektraler Index $k$	1.	1.078	1.078
Größe der Quelle $\sigma_Q$ ["]	0.0	$0.63^{+0.09}_{-0.10}$	$0.48^{+0.21}_{-0.48}$
$\chi^2_\nu$ ( $\nu$ )	0.76 (51)	0.82 (94)	0.83 (127)
mittlerer Messfehler $\sigma/I_U$	0.0370	0.0189	0.01683
$Z$ [Pixel]	$16.27^{+0.10}_{-0.14}$	$51.747 \pm 0.075$	$50.77 \pm 0.13$
$Y$ [Pixel]	$17.38^{+0.16}_{-0.08}$	$56.676 \pm 0.073$	$55.10 \pm 0.12$
Rektaszension $\alpha$ [°]	83.867030	83.869317	83.871467
Deklination $\delta$ [°]	-69.267863	-69.270926	-69.270016
$F_Q/I_U/["^2]$	$6.53 \pm 25.3\%$	$1.182 \pm 1.76\%$	$0.845 \pm 2.59\%$
$I_U/(\text{mJy}/["^2])$	$0.0760 \pm 3.3\%$	$0.226 \pm 3.96\%$	$0.370 \pm 4.82\%$
$F_Q/\text{mJy}$	$0.496 \pm 25.08\%$	$2.405 \pm 4.33\%$	$2.816 \pm 5.47\%$
$F_Q^{\text{korrr}}/\text{mJy}$	$0.43 \pm 25.08\%$	$2.64 \pm 4.33\%$	$2.90 \pm 5.47\%$
Stern			
spektraler Index $k$	4	4	4
Größe der Quelle $\sigma_Q$ ["]	0.0	$0.96^{+0.12}_{-0.13}$	$0.0^{+0.56}$
$\chi^2_\nu$ ( $\nu$ )	0.77 (60)	0.69 (41)	0.78 (75)
mittlerer Messfehler $\sigma/I_U$	0.118	0.0252	0.01460
$Z$ [Pixel]	$19.134^{+0.027}_{-0.041}$	$69.18 \pm 0.13$	$104.41 \pm 0.20$
$Y$ [Pixel]	$26.238^{+0.016}_{-0.020}$	$4.42 \pm 0.13$	$45.53 \pm 0.22$
Rektaszension $\alpha$ [°]	83.826207	83.828925	83.831705
Deklination $\delta$ [°]	-69.273521	-69.276384	-69.275583
$F_Q/I_U/["^2]$	$3.23 \pm 7.20\%$	$1.79 \pm 3.13\%$	$0.542 \pm 4.97\%$
$I_U/(\text{mJy}/["^2])$	$0.0717 \pm 3.64\%$	$0.228 \pm 6.07\%$	$0.365 \pm 4.98\%$
$F_Q/\text{mJy}$	$8.33 \pm 6.21\%$	$3.67 \pm 5.00\%$	$1.78 \pm 7.02\%$
$F_Q^{\text{korrr}}/\text{mJy}$	$8.43 \pm 6.21\%$	$2.73 \pm 5.00$	$1.69 \pm 7.02\%$

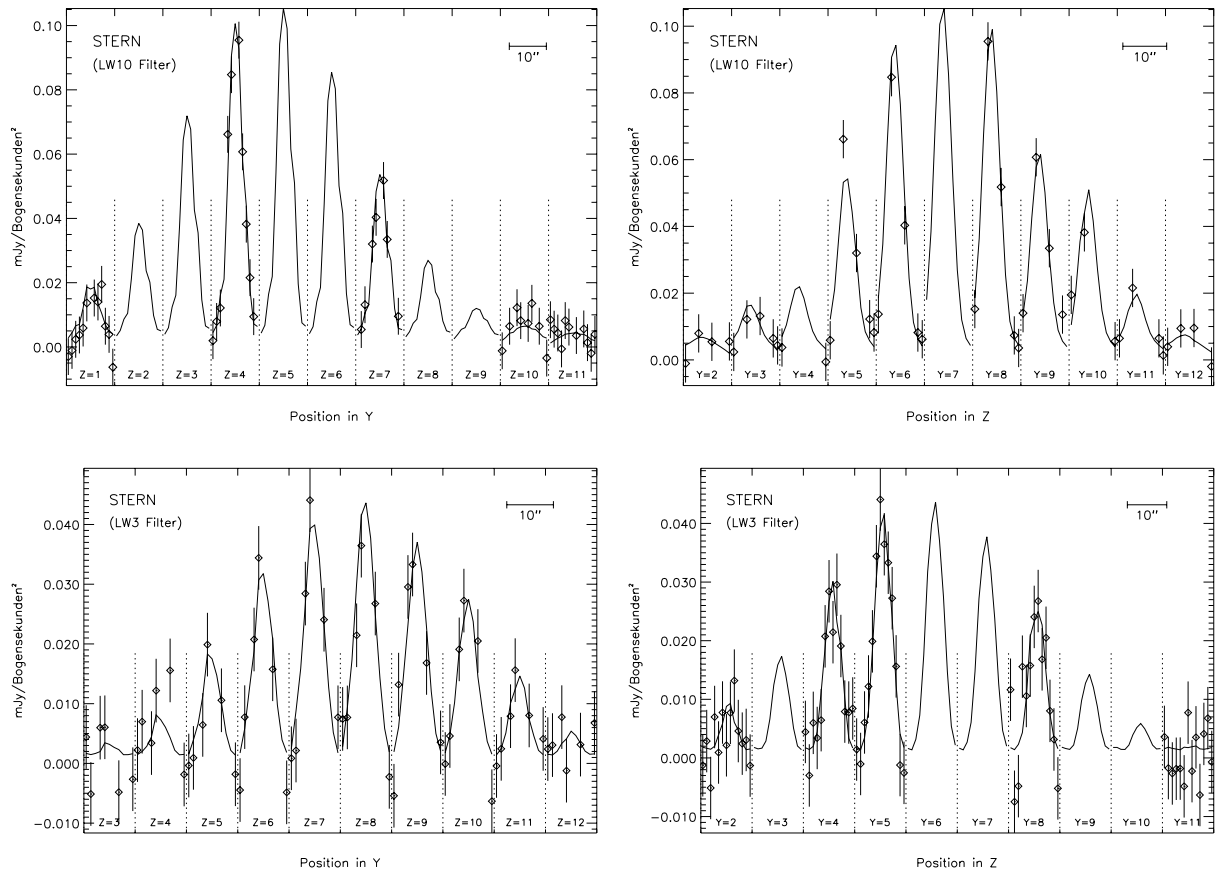
**Tabelle 3.4:** Physikalische Parameter der mit *ISOCAM* gemessenen Emission der Supernova und des Sterns. Der *Sensitiv*-Parameter gibt den verwendeten Wert zur Transformation von technischen auf physikalischen Einheiten an [Siebenmorgen99].  $k$  und  $\sigma_Q$  sind verwendete Größen zur Berechnung der Auflösungsfunktion.  $Z$  und  $Y$  geben die ermittelten Koordinaten der Emission auf dem Mosaik an. Die daraus abgeleiteten Himmelskoordinaten sind *nicht* bezüglich der Sternkoordinaten korrigiert.  $F_Q$  und  $I_U$  bezeichnen den Gesamtfluss der Quelle und die Intensität des Untergrundes. Zusätzlich sind farbkorrigierte Flüsse aufgeführt, die sich aus dem besten Fit bei  $\chi^2_{\text{min}} = 0.0$  mit einer modifizierten Planckfunktion mit  $\beta = 2$  zu den ermittelten Flüssen ableiten lassen. Die hierbei ermittelten Temperaturen des Spektrums der Supernova und des Sterns betragen  $198.7^{+10.0}_{-7.7}$  K bzw.  $564.09^{+27.16}_{-25.10}$  K.



**Abbildung 3.7:** *Bester Fit der Bildfunktionen zu den mit LW10 und LW3 gemessenen Daten der SN 1987A, durch horizontale (festes Z) und vertikale (festes Y) Schnitte dargestellt. Die Größe der Quelle ist gegeben durch  $\sigma_Q = 0.63''$  (LW10) bzw.  $\sigma_Q = 0.48''$  (LW3). Während das theoretische Bild die mit LW10 gewonnenen Daten bis auf wenige ‚Ausreißer‘ sehr gut beschreiben kann, zeigen die vertikalen Schnitte im Fall der LW3-Daten zum Teil deutliche Abweichungen (z. B.  $Y = 3$  oder  $Y = 4$ ), wonach die Quelle in dieser Richtung ausgedehnt sein könnte.*

LW10-Messungen eine sehr akkurate Bestimmung der relativen Flüsse der Supernova mit einer Genauigkeit besser als 3% bzw. sogar 2%. Den Fluss des Untergrundes habe ich gesondert aus den erstellten Bildern ermittelt, ohne die Pixelwerte zuvor zu filtern. Im Fall der Supernova habe ich hierfür die mittleren Pixelwerte innerhalb zweier kreisförmiger Flächen mit einem Radius von  $5''$  im Abstand von  $15''$  im Westen und Osten der Supernovaposition bestimmt, wobei die so erhaltenen zwei Flüsse weniger als 1% voneinander abweichen. Für den Stern habe ich den Untergrund aus dem Mittelwert mehrerer Einzelmessungen des mittleren Flusses innerhalb der gleichen kreisförmigen Fläche gewonnen. Die so abgeleiteten Werte der LW10- und LW3-Messung sind akkurat bis auf 1.3% bzw. um 0.9%.

Trotz der großen Ungenauigkeiten der einzelnen Pixelwerte im Fall der LW2-Daten lässt sich aus dem Fit mit der theoretischen Auflösungsfunktion ein Fluss für die Supernova ableiten, dessen Wert  $\sim 4\sigma$  oberhalb des Untergrundes liegt. Dass es sich hierbei



**Abbildung 3.8:** *Bester Fit der zweidimensionalen Bildfunktion zu den mit LW10 und LW3 gemessenen Daten des Sterns, der, wie in Abbildung 3.7, durch horizontale (festes Z) und vertikale (festes Y) Schnitte dargestellt ist. Die Größe der Quelle ist hierbei gegeben mit  $\sigma_Q = 0.96''$  (LW10) und  $\sigma_Q = 0''$  (LW3). Da der Stern jeweils nur am Rand des beobachteten Feldes liegt, konnte der Stern bei den zu unterschiedlichen Zeiten durchgeführten Beobachtungen mit LW10 und LW3 nur in horizontaler bzw. vertikaler Richtung bezüglich der Kamera mit  $1''$  vermessen werden. Demzufolge zeigen einige Schnitte keine Daten.*

um die Emission von der Supernova bzw. von der zirkumstellaren Umgebung der Supernova handelt, ergibt sich zudem anhand der abgeleiteten Koordinaten. Zwar weichen die Werte aller Messungen um mehrere Bogensekunden von der richtigen Position ab, jedoch lässt sich die Astrometrie der Beobachtungen weitgehend mit Hilfe der Sternposition im Beobachtungsfeld korrigieren, worauf in einem späteren Abschnitt 3.3.6 ausführlicher eingegangen wird. Speziell für die Emission bei  $6.7 \mu\text{m}$  ergibt sich nach Korrektur mit der Sternposition ein bleibender Offset zur Supernovaposition von  $\Delta\delta = -1.315''$  und  $\Delta\alpha = -0.806''$ , was nur einen Bruchteil des bei der Beobachtung verwendeten Pixels von  $6''$  entspricht.

Die Flüsse deuten sowohl im Fall des Sterns als auch im Fall der Supernova ein Kontinuum an, wobei die Daten der Supernova durch eine Planckfunktion beschrieben werden können. Aus einem  $\chi^2$ -Fit ergibt sich bei einem  $\chi^2_{\text{min}} = 0.85$  für das Spektrum eine

Temperatur von  $288.1_{-15.8}^{+16.3}$  K. Eine bessere Übereinstimmung lässt sich mit Hilfe eines modifizierten Planckspektrums  $F(\lambda) \propto B_\lambda(T)\lambda^{-\beta}$  erzielen. Das Ergebnis für  $\beta = 2$  ist in der Tabelle gezeigt. Demgegenüber kann das Infrarotspektrum des Sterns nicht durch ein einfaches Planckspektrum wiedergegeben werden. Im Fall des besten Fits ergibt sich bei einer nicht zu ermittelnden hohen Temperatur ein reduziertes  $\chi^2_{\min}$  von  $\approx 5.3$ . Ein eindeutig besseres Ergebnis mit  $\chi^2_{\min} = 0.0$  folgt unter Annahme eines modifizierten Spektrums mit  $\beta = 2$ . Es ist wahrscheinlich, dass es sich bei den ermittelten Flüssen nicht um Infrarotemission der Photosphäre des Sterns handelt, sondern um Staubemission. Ist dies der Fall, kann die Infrarotemission des Sterns selbst eine gewisse Ausdehnung aufweisen, so dass die Quelle in den *ISOCAM*-Daten nicht punktförmig sein muss. Die Ausdehnung der Infrarotquelle könnte durch nähere Untersuchungen der optischen Emission geklärt werden.

Insgesamt zeigen die Darstellungen eine sehr gute Übereinstimmung der Daten mit der verwendeten Bildfunktion. Größere Abweichungen liegen insbesondere im Fall der *LW2*-Daten des Sterns vor, was womöglich auf starke Drifteffekte zurückzuführen ist. Im Fall der *LW3*-Daten der Supernova liegen die maximalen Messwerte der äußeren vertikalen Schnitte systematisch oberhalb der theoretischen Kurve, so dass die Quelle in dieser Richtung länglich ausgedehnt zu sein scheint. Wird diese Asymmetrie bei der Berechnung des Flusses berücksichtigt, ergibt sich ein etwas größerer Fluss, dessen Wert jedoch innerhalb des angegebenen relativen Fehlers liegt. Der Effekt wird daher im Folgenden vernachlässigt. Die genauere Form des Emissionsgebietes wird im anschließenden Abschnitt untersucht.

### 3.3.5 Größe und Form des Emissionsgebietes im Infraroten

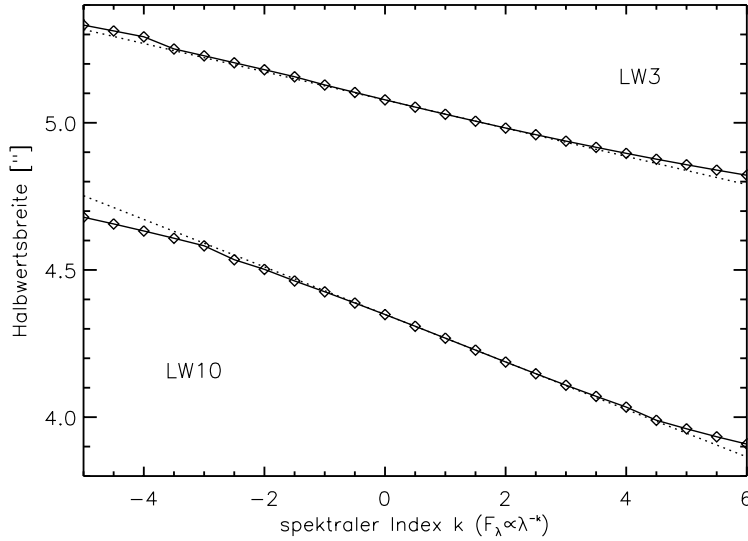
Damit die Infrarotemission besser gedeutet werden kann, werden anhand der Messungen mit den Filtern *LW10* und *LW3* neben der Position ihre Ausdehnung und Form näher untersucht. Hierfür wird eine Quelle durch eine zweidimensionale Gaussfunktion simuliert und deren Bild mit einem  $\chi^2$ -Fit mit den Daten verglichen, indem bei vorgegebener Größe der Gaussfunktion alle übrigen Parameter (Fluss  $S$  und Koordinaten) gefittet werden. Daraus ergibt sich eine  $\chi^2$ -Verteilung der simulierten Größe, die in eine Wahrscheinlichkeitsverteilung überführt werden kann.

Zunächst erhält man einen charakteristischen Verlauf des  $\chi^2(q)$  in Abhängigkeit der Ausdehnung  $q$ , dessen Form sich dadurch erklärt, dass die Auflösung in erster Näherung durch eine Gaussverteilung mit  $\sigma_J$  beschrieben werden kann. Aus der Faltung mit der Quelle folgt wiederum eine Gaussfunktion, deren Varianz durch  $l^2 = \sigma_J^2 + q^2$  gegeben ist. Das Verfahren entspricht daher der Bestimmung von  $l$  mit einer Genauigkeit  $\sigma_l$ . Bei normal verteilten Fehlern ist nun das  $\chi^2$  eine quadratische Funktion von  $l$ :

$$\Delta\chi^2(l) = \frac{1}{\sigma_l^2}(l - l_0)^2, \quad (3.22)$$

deren zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichte durch die Gaussfunktion gegeben ist:

$$p(l) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_l} e^{-\frac{1}{2}\frac{(l-l_0)^2}{\sigma_l^2}}. \quad (3.23)$$



**Abbildung 3.9:** Halbwertsbreite der durch eine Gaussfunktion genäherten theoretischen Auflösungsfunktion der Filter LW3 und LW10 in Abhängigkeit des spektralen Index  $k$ . Die Halbwertsbreiten der Gaussfunktion sind als Rauten dargestellt. Die gepunktete Linie zeigt den linearen Verlauf nach den Gleichungen 3.25.

Somit entspricht der Verlauf des  $\chi^2(q)$ :

$$\chi^2(l(q)) = \frac{1}{\sigma_l^2} \left( \sqrt{q^2 + \sigma_J^2} - \sqrt{q_0^2 + \sigma_J^2} \right)^2. \quad (3.24)$$

Die entsprechenden Werte für  $q_0$  und  $\sigma_l$  werden aus dem gemessenen Verlauf des  $\chi^2$  bestimmt, während  $\sigma_J$  durch einen Fit einer 2-dimensionalen Gaussverteilung aus der theoretischen Auflösung abgeleitet wird. In diesem Zusammenhang wird festgestellt, dass die Halbwertsbreite der Gaussverteilung linear zum spektralen Index  $k$  verläuft:

$$\begin{aligned} HWB_{LW3} &= 5.0775 - 0.04791 k, \\ HWB_{LW10} &= 4.34895 - 0.08066 k. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Demnach wird die Breite der Auflösungsfunktion nur schwach durch den spektralen Index beeinflusst, so dass schon eine annähernde Kenntnis des spektralen Verlaufs eine hohe Präzision der Auflösungsfunktion ermöglicht<sup>5</sup>. Um eine Genauigkeit von einem Prozent zu erreichen, muss nach 3.25 der spektrale Index nur bis auf  $\Delta k = 1.04$  (LW3) bzw.  $\Delta k = 0.53$  (LW10) bekannt sein.

Da die physikalische Größe der Quelle nur positive Werte annimmt, muss die Verteilungsfunktion so normiert werden, dass das Integral über den erlaubten Bereich gerade

<sup>5</sup>Dies gilt wohlgermerkt nur für die hier betrachtete Pixelgröße von drei Bogensekunden. Bei einer Pixelgröße von 1.5 Bogensekunden wird der Einfluss durch den spektralen Verlauf indes viel deutlicher sein, da die Auflösung, die allein durch die Wellenlänge und der Größe des Teleskopspiegels bedingt ist (Halbwertsbreite des LW10-Filters  $\approx 0.5 \cdot 1.22 \cdot 12 \mu\text{m} / 0.6\text{m} \approx 2.5''$ ), breiter als die Pixelgröße ist. Dies mag erklären, warum in diesem Fall die Halbwertsbreite der über den Filter integrierten theoretischen Auflösungsfunktion des LW10-Filters nicht gut mit der gemessenen übereinstimmte. Als Spektrum wurde gegenüber dem steilen Spektrum  $F_\lambda \propto \lambda^{-4}$  ein flaches Spektrum  $F_\lambda \propto \lambda^{-1}$  angenommen. Die theoretisch berechnete Auflösungsfunktion für eine Pixelgröße  $1.5'' \times 1.5''$  war dementsprechend zu breit. So wurde für das Verhältnis der Halbwertsbreite des Bildes eines Sterns zur theoretischen Auflösung 0.885 ermittelt [Okumura98].

Filter	$k$	$l_0$	$\sigma_l$	$l_1 = \sigma_J$	$q$
SN 1987A					
LW10	0.563	1.925	0.031	1.830	$0.598^{+0.092}_{-0.106}$
	1.078	1.921	0.031	1.812	$0.634^{+0.088}_{-0.100}$
	1.593	1.917	0.031	1.794	$0.676^{+0.083}_{-0.093}$
LW3	0.563	2.189	0.056	2.145	$0.436^{+0.227}_{-0.436}$
	1.078	2.188	0.056	2.134	$0.482^{+0.211}_{-0.482}$
	1.593	2.187	0.056	2.124	$0.521^{+0.199}_{-0.345}$
Stern					
LW10	4.0	1.965	0.059	1.715	$0.960^{+0.116}_{-0.128}$
LW3	4.0	2.057	0.085	2.079	$0.000^{+0.564}$

**Tabelle 3.5:** Aus dem  $\chi^2$ -Fit abgeleitete Parameter der Größe des Emissionsgebietes.  $k$  bezeichnet den spektralen Index eines Spektrums  $F_\lambda \propto \lambda^{-k}$  im Bereich des Filters.  $l_0$  bezeichnet die gemeinsame Verteilungsbreite der Breite  $\sigma_J$  der Auflösungsfunktion und der Quellengröße  $q$ . Die Genauigkeit von  $l_0$  ist durch  $\sigma_l$  gegeben.

eins ist. Im Fall der Normalverteilung kann hierzu das Fehlerintegral ('error-function') genutzt werden:

$$erf(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-t^2} dy. \quad (3.26)$$

Wird die Verteilung der Größe über den erlaubten Bereich integriert, erhält man:

$$N = \frac{1}{2} \left( 1 - erf \left( \frac{l_1 - l_0}{\sqrt{2}\sigma_l} \right) \right). \quad (3.27)$$

Aus den Verteilungen lassen sich zusätzlich Konfidenzwerte der Ausdehnung der Quelle ableiten.

$$KW(q) = \frac{1}{2N} \left( erf \left( \frac{l(q) - l_0}{\sqrt{2}\sigma_l} \right) - erf \left( \frac{l_1 - l_0}{\sqrt{2}\sigma_l} \right) \right). \quad (3.28)$$

Diese Werte geben die Wahrscheinlichkeiten dafür an, dass die Ausdehnung der Quelle kleiner als eine bestimmte Größe  $q$  ist.

Die Ergebnisse der Größenbestimmung des Emissionsgebietes der Supernova und des Sterns anhand der *LW10*- und *LW3*-Daten können der Tabelle 3.5 entnommen werden. Die daraus berechneten Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Größe sind zusammen mit den Konfidenzwerten in den Abbildungen 3.10 und 3.12 dargestellt. Spezielle Werte der Ausdehnung in Abhängigkeit des Konfidenzwertes sind in Tabelle 3.6 angegeben.

Nach den *LW10*-Daten ist die Quelle der Infrarotemission der Supernova deutlich ausgedehnt, wobei die gaussförmige Quelle eine Halbwertsbreite von  $1.49^{+0.21}_{-0.24}$  Bogensekunden aufweist. Dieser Wert entspricht innerhalb der ermittelten Fehler den Abmessungen des inneren Ringes der SN 1987A, dessen maximaler Durchmesser  $\sim 1.66''$  [Panagia91] beträgt.

Wie aus den Darstellungen und der Tabelle ersichtlich, wird die Größenbestimmung geringfügig durch den spektralen Verlauf beeinflusst. Demnach erscheint es jedoch wenig

Filter	68 %	90 %	95 %	99 %	99.9 %
LW3	1.463	1.800	1.922	2.154	2.394
LW10	1.598	1.769	1.839	1.964	2.104

**Tabelle 3.6:** Maximale Quellengröße  $q$  in Bogensekunden in Abhängigkeit des Konfidenzwertes.

wahrscheinlich, dass die gemessene Größe allein durch den spektralen Verlauf im Bereich des Filters hervorgerufen wird. Dies wäre nur möglich, wenn das Spektrum steil im Bereich des Filters zu längeren Wellenlängen ansteigt. In diesem Fall würde man aber erwarten, dass der Fluss bei  $14.3\mu\text{m}$  größer wäre.

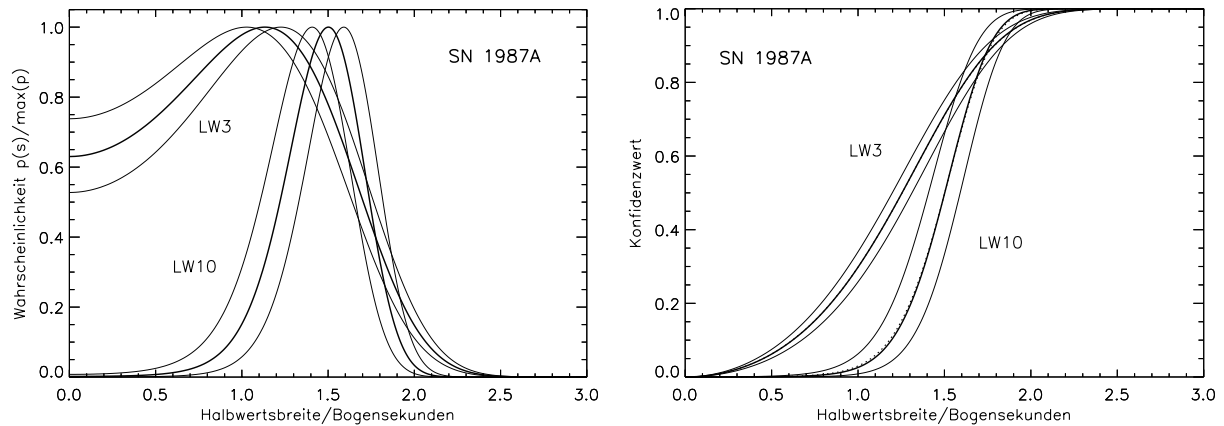
Die aus den *LW3*-Daten ermittelte Verteilung der Größe lässt keinen eindeutigen Schluss zur Ausdehnung der Quelle zu, da die Daten hierfür zu ungenau sind. Dies hängt zum einen mit der schlechteren Empfindlichkeit und zum anderen mit der breiteren Auflösungsfunktion<sup>6</sup> des *LW3*-Filters gegenüber dem *LW10*-Filter zusammen. Zudem weist die *LW3*-Messung eine sehr viel stärkere Störung durch die kosmische Strahlung auf, dessen langzeitliche Effekte nur bedingt korrigiert werden können. Insgesamt stehen die Ergebnisse des *LW3*-Filters aber auch nicht im Widerspruch zu der mit den *LW10*-Daten gewonnenen Ausdehnung.

Interessanterweise ergeben sich bei der Analyse der Infrarotdaten des Sterns für die beiden Filter ähnliche Verteilungen wie für die Supernova (siehe Abbildung 3.12). Nach den *LW10*-Daten könnte die Quelle sogar größer sein als diejenige der Supernova. Berücksichtigt man beide Verteilungen, liegt die Größe des Emissionsgebietes bei  $\sim 1.8''$ . Dies würde die These unterstützen, dass es sich um Staubemission handelt, so wie es der spektrale Verlauf des Sterns vermuten lässt (Abschnitt 3.3.4).

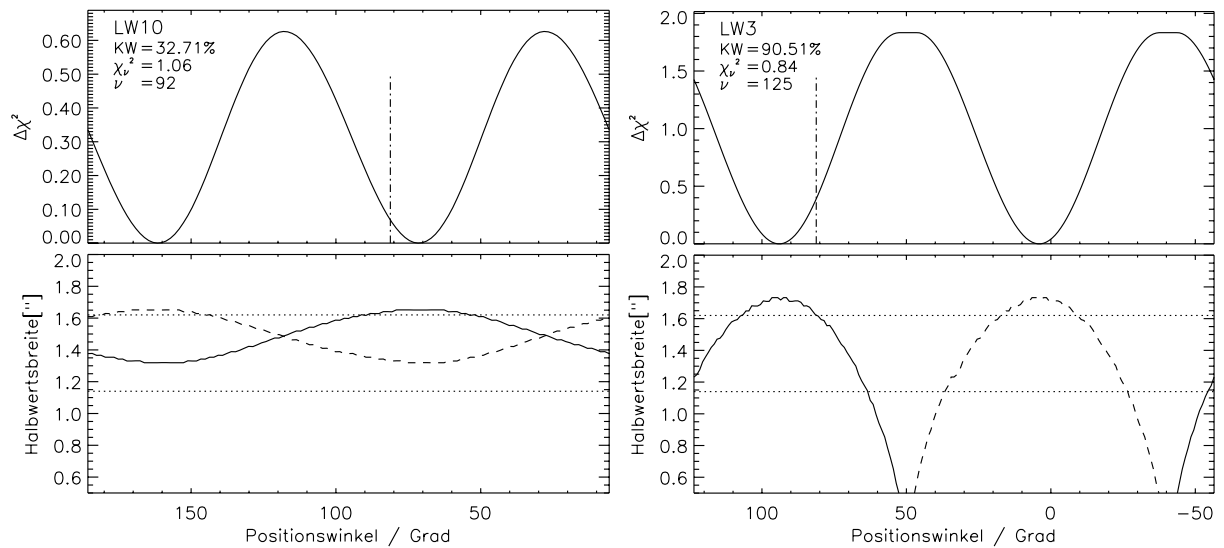
Es ist zu bedenken, dass sich der Stern nur am Rand des mit *ISOCAM* erfassten Feldes befindet, so dass, wie es in den Darstellungen 3.8 zu sehen ist und worauf schon im vorigen Abschnitt hingewiesen wurde, die Ergebnisse für den Stern nur auf wenigen Daten beruhen. Unglücklicherweise liegt die defekte Spalte der CCD von *ISOCAM* an einem Rasterpunkt der *LW10*-Messung genau über der Sternposition. Zudem treten am Rand der CCD-Kamera Verzerrungen auf, die die Auflösungsfunktion beeinflussen können. Desweiteren zeigen die Signalverläufe einiger Pixel der *LW10*-Messung bei den hohen Flüssen des Sterns ein sehr starkes Driftverhalten. Insgesamt erscheinen die aus den Daten des Sterns ermittelten Größen des Emissionsgebietes daher gegenüber denjenigen der Supernova weniger aussagekräftig zu sein.

Nach der einfachen Größe der Quelle wird ferner untersucht, ob das Emissionsgebiet in einer Richtung länglich ausgedehnt ist. Hierfür wird die Quelle durch eine Gaussverteilung mit unterschiedlichen Breiten  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  simuliert, die um einen Winkel  $\alpha$  um das Koordinatensystem der Kamera verdreht ist. Wie zuvor wird die theoretische Bildfunktion auf einem Raster mit einem Gitterabstand von  $1/3''$  berechnet. Um nicht unterhalb der Auflösung der Pixel zu gelangen, ist für  $\sigma$  als minimaler Wert  $0.2''$  gewählt.

<sup>6</sup>Die Genauigkeit, mit der die Größe eines gaussförmigen Emissionsgebietes bei normal verteilten statistischen Messfehlern ermittelt werden kann, nimmt mit der Breite der Auflösungsfunktion ab.

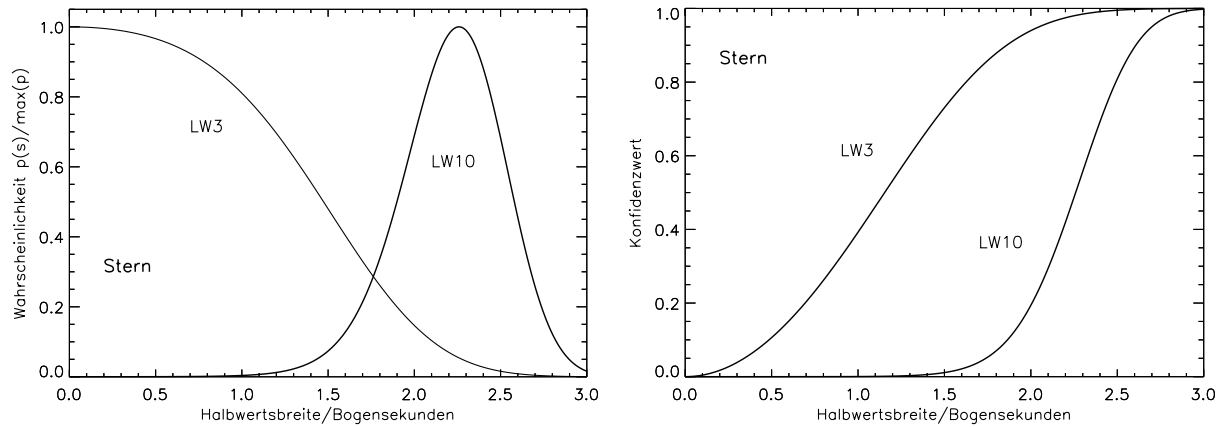


**Abbildung 3.10:** Berechnete Wahrscheinlichkeitsverteilung der Breite der durch eine Gaussfunktion genäherten Auflösungsfunktion gegen die Größe der Quelle der SN1987A und die daraus abgeleiteten Konfidenzwerte. Zusätzlich ist die Abhängigkeit des spektralen Index  $k$  veranschaulicht. Die mittlere Linie entspricht dem aus den gemessenen Flüssen mit den Filtern LW3 und LW10 abgeleiteten Wert  $k = 1.08$ . Die äußeren Linien schließen einen Bereich von 90% Wahrscheinlichkeit ein.



**Abbildung 3.11:** Ergebnis der Vermessung der mit LW10 und LW3 ermittelten Infrarotdaten mit einer zweidimensionalen Gaussfunktion als Quelle. Der obere Teil der Darstellung zeigt die Veränderung des reduzierten  $\chi^2$  mit dem Drehwinkel der Gaussfunktion. Im unteren Teil ist der Wert der beiden Hauptachsen des besten Fits des entsprechenden Drehwinkels aufgetragen. Zusätzlich sind die aus Beobachtungen mit dem WFPC2 des HST ermittelten Parameter des inneren Rings der SN 1987A dargestellt [Burrows95], der in den Aufnahmen durch die Projektion eine ellipsenförmige Form aufweist. Die Orientierung der großen Halbachse ist im oberen Teil durch eine gerade senkrechte Linie gekennzeichnet. Die zwei waagerechten Linien im unteren Teil geben die Längen der beiden Achsen der Ellipse an.





**Abbildung 3.12:** Die Darstellung entspricht der Abbildung 3.10. Die Wahrscheinlichkeit und die Konfidenzwerte der Breite einer zusätzlichen Gaussfunktion wurden hier anhand der Messungen des Sterns mit einem spektralen Index  $k = 4$  bestimmt. Die Verteilungen gleichen denjenigen, die aus den Messungen der Supernova abgeleitet wurden.

Wie sich der Fit mit der Orientierung der zweidimensionalen Gaussfunktion ändert, ist in Abbildung 3.11 gezeigt. Im Fall der *LW10*-Daten ist nach dem Verlauf des aufgetragenen  $\Delta\chi_{\min}^2$  nur eine sehr geringfügige Abhängigkeit von der Orientierung zu beobachten, wobei die Halbwertsbreiten sehr gut mit den Abmessungen des zentralen Rings übereinstimmen. Demgegenüber ergibt sich für das Gebiet der Infrarotemission bei  $14.3 \mu\text{m}$  (*LW3*) nach den *LW3*-Daten eine stark elliptische Form, deren maximale Halbwertsbreite in etwa der langen Achse des inneren Ringes entspricht. In der anderen Richtung wird indes keine Ausdehnung festgestellt. Die Halbwertsbreite der kleinen Achse berechnet sich aus der minimalen Größe von  $0.2''$  für  $\sigma$ .

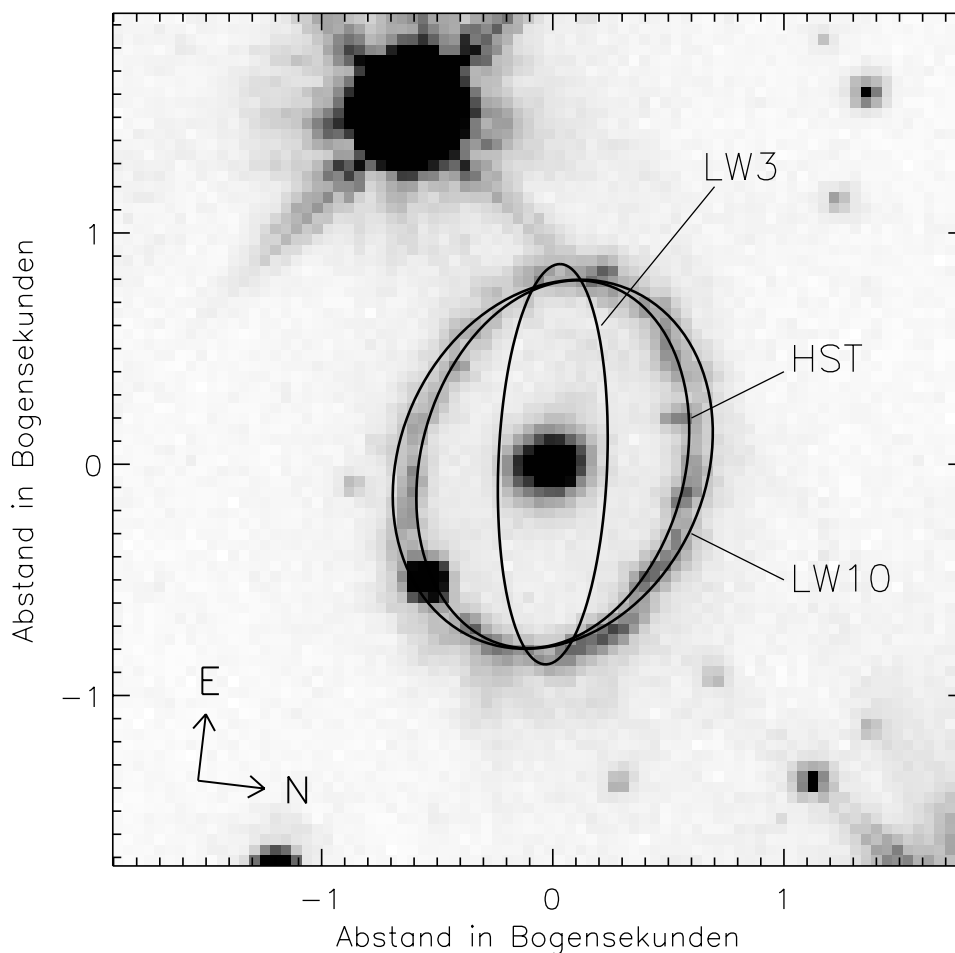
Die ermittelten ellipsenförmigen Gebiete der gemessenen Infrarotemissionen sind in Abbildung 3.13 dargestellt, wobei die Achsen den Halbwertsbreiten der Gaussfunktionen entsprechen. Zum Vergleich sind sie auf einen Ausschnitt einer Aufnahme der *WFPC2* des *HST* im *V-Band* projiziert, das die SN 1987A im Februar 1995 zeigt<sup>7</sup>.

Die genauere Analyse von *HST*-Beobachtungen ergab, dass es sich um einen nahezu kreisförmigen Ring handelt, der um etwa  $43^\circ$  geneigt ist, wobei für gewöhnlich angenommen wird, dass der nördliche Teil uns zugewandt ist.

Das aus den *LW10*-Daten abgeleitete Emissionsgebiet stimmt nahezu perfekt mit den Abmessungen des inneren Ringes überein. Die Orientierung der großen Halbachsen beider Messungen entsprechen in etwa der Lage des inneren Ringes. Die gleiche Orientierung wurde bei der Beobachtung der Emission im Radiobereich festgestellt [Gaensler97].

Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass die abweichende Form des Emissionsgebie-

<sup>7</sup>Die Daten sind im Wesentlichen automatisch kalibriert. Da sie zum Teil stark durch die kosmische Strahlung beeinträchtigt sind, habe ich sie zusätzlich bezüglich der Effekte der kosmischen Strahlung bearbeitet (siehe C.1). Bei den gezeigten Daten handelt es sich um die Mittelung der hierfür verwendeten zwei Datensätze.



**Abbildung 3.13:** Anhand einer zweidimensionalen Gaussfunktion abgeleitete Emissionsgebiete der mit ISOCAM gemessenen Infrarotemissionen. Die Abbildung zeigt einen Ausschnitt von Aufnahmen im V-Filter, die im Februar 1996 mit der WFPC2 des HST von der SN 1987A gewonnen wurden und auch zur Bestimmung der Sternkoordination verwendet werden. Im Zentrum befindet sich Auswurfmasse der Supernova, die sich im Bereich des zentralen Ringes weiter ausbreitet. Die beiden äußeren Ringe sind bei dieser Wellenlänge nicht sichtbar. Bei dem leuchtstarken Punkt im Südwesten des inneren Ringes handelt es sich um einen Stern längs der Sichtlinie. Die zweidimensionalen Gaussfunktionen sind zur Verdeutlichung bezüglich der Position der SN 1987A zentriert. Zusätzlich zu den Emissionsgebieten der Infrarotemission ist die mit Hilfe von WFPC2-Daten ermittelte Lage des inneren Ringes dargestellt [Burrows95]. Zwischen dem ermittelten Emissionsgebiet der Messung mit dem LW10-Filter und den Abmessungen des zentralen Ringes kann eine bemerkenswerte Übereinstimmung festgestellt werden.

tes der *LW3*-Messung zu geringen Teilen durch eine Asymmetrie in der Auflösungsfunktion hervorgerufen wird. Da die Vermessung des Bildes eines Sterns diese nicht gezeigt hat (Abschnitt 3.3.2), hängt dieser Effekt vermutlich mit einer falschen Lage der Linse zusammen, deren genaue vertikale Position nach Drehen des Linsenrades von *ISOCAM* nicht bestimmbar ist. Gestützt wird diese Vermutung dadurch, dass die gemessene Verbreiterung in nahezu vertikaler Richtung festzustellen ist. Dass die Messung mit dem *LW10*-Filter nicht von diesem Effekt betroffen zu sein scheint, mag damit zusammenhängen, dass die Linse in diesem Fall weniger stark von der richtigen Position abweicht, was anhand der geringeren Abweichungen der ermittelten Koordinaten gefolgert werden kann.

Vorwiegend dürfte das Ergebnis der *LW3*-Messung zur Form des Emissionsgebietes durch zeitlich anhaltende Störungen infolge der kosmischen Strahlung verursacht worden sein.

### 3.3.6 Absolute Koordinaten der Infrarotemission der SN 1987A

Die Position liefert neben der Ausdehnung der Quelle einen weiteren wichtigen Anhaltspunkt der gemessenen Infrarotemission. Um festzustellen, ob die Emission vom Überrest der Supernova, einem Gebiet innerhalb des Ringes oder von einem Teil des Ringes selbst her stammt, muss die Ortsauflösung deutlich besser als die Abmessungen des inneren Ringes von  $1.66''$  sein.

Die Angaben der absoluten Koordinaten - außer des Drehwinkels - sind dafür nicht geeignet, da sie meist aus unterschiedlichen Gründen um mehrere Bogensekunden von den richtigen Werten abweichen. So kann der Satellit anhand der Leitsterne nur bestenfalls auf eine Bogensekunde genau ausgerichtet werden [Batten]. Ein weiterer Fehler in der Astrometrie wird durch eine Linse von *ISOCAM* selbst verursacht, deren Position nach jeder neuen Einstellung um einen unterschiedlichen Betrag von der richtigen Lage abweicht und zu einem Fehler von mehr als einem Kamerapixel führt [Aussel98].

Die relativen Positionen sollten indes selbst auf Bildern unterschiedlicher Rasterpunkte, deren Abstände auf  $0.1''$  genau sein sollen, recht genau feststellbar sein. Nach dem Verfahren, das zur Bestimmung der Verzerrung der Bilder eines CCD-Feldes angewendet wurde, sollten die relativen Entfernungen auf dem gesamten Feld bis auf  $1/10$  Pixel zu ermitteln sein [Aussel98]. Demnach beträgt der Fehler des relativen Abstandes der Pixel in den einzelnen Aufnahmen, die mit den Filtern *LW10* und *LW3* von der SN 1987A erstellt wurden, ungefähr  $0.3$  Bogensekunden. Ein besseres Ergebnis lässt sich möglicherweise erzielen, wenn der gleiche Bereich am Himmel von unterschiedlichen Rasterpunkten aus, also von unterschiedlichen Pixeln der CCD-Kamera erfasst wird, so wie es im Fall der Beobachtung der SN 1987A gegeben ist. Da die Verzerrung der Bilder aber durch die Stellung der Linse beeinflusst wird und nur für zwei Fälle, in denen die Linse entweder nach links oder nach rechts von der idealen Lage abweicht, eine Korrektur vorhanden ist, kann die Astrometrie weniger präzise sein. Dieser Effekt soll aber geringer als die Korrektur selbst sein [Aussel99].

Werden die einzelnen Effekte berücksichtigt, müssten unter geeigneten Bedingungen die Koordinaten der Infrarotemission der SN 1987A durch den im Beobachtungsfeld von

*ISOCAM* liegenden Stern genügend genau zu bestimmen sein.

Im Anhang C werden die absoluten Koordinaten mit Hilfe von Beobachtungen mit dem *HST* und dem *NTT* (*New Technology Telescope*) ermittelt. Die anhand der Sternposition korrigierten absoluten Koordinaten der aus dem Bereich der Supernova gemessenen Infrarotemission ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Die Offsetpositionen können zudem der Tabelle 3.7 entnommen werden. Die Emission stammt demnach aus einem Bereich, der ungefähr durch den inneren Ring begrenzt wird. Die Ungenauigkeit der ermittelten Koordinaten ( $\sim 0.5''$ ) ist leider zu groß, um klären zu können, ob die Emission von dem Überrest der Supernova stammt. Insgesamt weisen beide Messungen auf einen Bereich im Nord-Westen der Supernova hin, der sich von der Position der Supernova bis zum zentralen Ring erstreckt. Da der Stern in der *LW10*-Messung eine stärkere Randlage besitzt und weniger Daten für den Stern zur Verfügung stehen, die zudem stärkere Drifteffekte aufweisen (Abschnitt 3.2.4), dürften die ermittelten Koordinaten der *LW3*-Messung genauer sein.

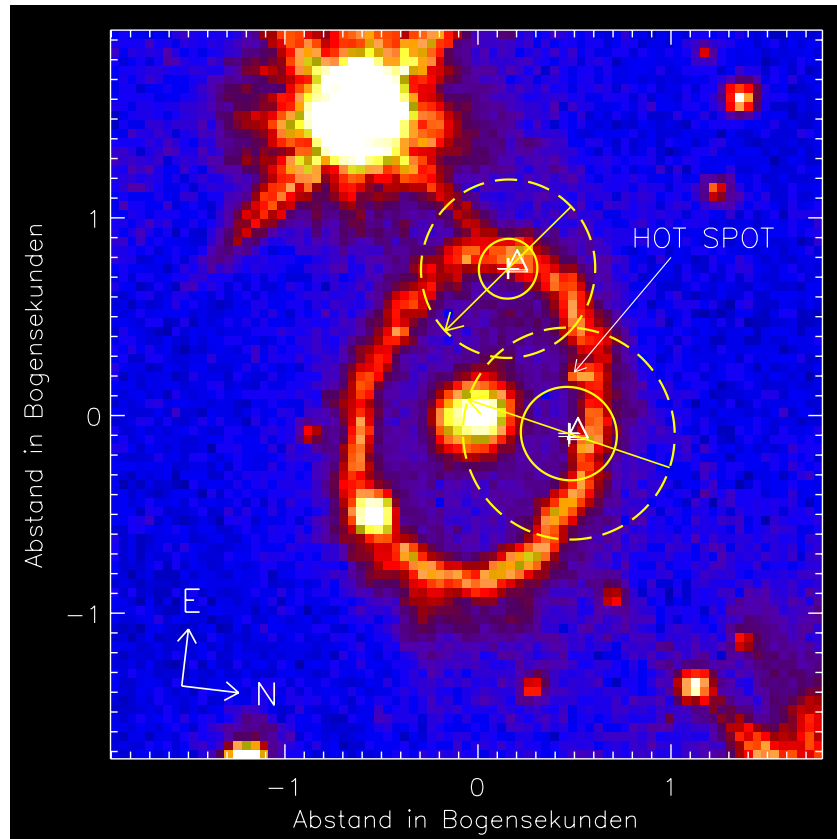
Filter	SN 1987A		Stern		SN 1987A - Stern	
	$\Delta\alpha['']$	$\Delta\delta['']$	$\Delta\alpha['']$	$\Delta\delta['']$	$\Delta\alpha['']$	$\Delta\delta['']$
LW3	6.287	-0.968	6.322	-1.447	-0.04	0.48
LW10	3.547	-4.244	2.781	-4.331	0.77	0.09

**Tabelle 3.7:** Abweichungen der ermittelten Koordinaten der Infrarotemissionen von der Position der Supernova und des Sterns. In der dritten Spalte ist die restliche Abweichung der Infrarotemission von der SN 1987A nach Korrektur durch die Sternposition aufgeführt.

### 3.4 Zusammenfassung

*ISOCAM* ist das einzige Instrument von *ISO*, mit dem nach dem heutigen Stand Infrarotemission von der SN 1987A 11 Jahre nach der Explosion festgestellt werden konnte. Mit Hilfe der theoretischen Auflösungsfunktion habe ich aus den photometrischen Messungen die Flüsse bei  $6.7 \mu\text{m}$ ,  $12 \mu\text{m}$  und  $14.3 \mu\text{m}$  ermittelt, wobei der Verlauf ein kontinuierliches Spektrum andeutet. Die mit *ISOCAM* gewonnenen Bilder zeigen neben der Emission aus dem Bereich der SN 1987A ein leuchtstarkes Gebiet im Norden des beobachteten Feldes, das einem Ausläufer des *30 Dorados Nebel* in der Großen Magellanschen Wolke zugeordnet werden kann, und eine weitere, scheinbar punktförmigen Quelle, bei der es sich um einen Stern handeln muss.

Nach den Ergebnissen genauerer Untersuchungen der Größe und der Form des Emissionsgebietes mit der theoretischen Auflösungsfunktion muss die Infrarotemission der Supernova aus einem deutlich ausgedehnten Bereich stammen. Die anhand der *LW10*-Messung mit Hilfe einer durch eine Gaussfunktion simulierten Quelle ermittelte Größe des Emissionsgebietes  $\sim 1.49_{-0.24}^{+0.21}$  stimmt nahezu mit den Abmessungen des inneren Ringes der



**Abbildung 3.14:** *Ermittelte Koordinaten der mit ISOCAM gemessenen Infrarotemissionen der SN 1987A. Die Abbildung entspricht derjenigen in Abbildung 3.13 und zeigt einen Ausschnitt einer Beobachtung der SN 1987A mit der WFPC2 des HST vom Februar 1996. Die anhand der NTT-Daten und der HST-Daten ermittelten Koordinaten sind durch Kreuze bzw. offene Dreiecke dargestellt. Die durchgezogene Linie entspricht der Ungenauigkeit der Koordinaten von einem  $\sigma$  und ist das Ergebnis des  $\chi^2$ -Fits. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Ungenauigkeit, die sich additiv aus dem statistischen und dem systematischen Fehler ergibt, wobei der systematische Fehler nicht sehr genau bekannt ist und hier mit  $0.3''$  angenommen ist [Aussel99]. Die Pfeile geben die unterschiedliche Orientierung der beiden Aufnahmen an und entsprechen der Z-Achse im Koordinatensystem des Satelliten.*

*Die korrigierten Positionen der mit dem LW10-Filter und dem LW3-Filter gemessenen Emissionen liegen im Osten bzw. im Norden der Supernova. In unmittelbarer Nähe befindet sich ein Bereich am inneren Rand des zentralen Ringes, der sogenannten Hot Spot, bei dem seit Mitte des Jahres 1997 ein starker Anstieg der Linienemission beobachtet wird. Hervorgerufen wird dieses Phänomen vermutlich durch die sich in der zirkumstellaren Umgebung ausbreitenden Stoßfront (siehe Abschnitt 4.4).*

Supernova überein. Zudem wurde eine bemerkenswerte Übereinstimmung der Form des Emissionsgebietes mit dem Bereich innerhalb des inneren Ringes festgestellt.

Zwar wurde mit den Daten der *LW10*-Messung für den Stern ebenfalls eine Ausdehnung ermittelt, jedoch basiert dieses Ergebnis auf einer nur geringen Anzahl von Daten, die zudem durch Randeffekte der Kamera beeinflusst sein könnten, so dass es sich gegenüber der Emission von der Supernova womöglich um eine punktförmige Quelle handelt, was unter Umständen durch eine spektrale Analyse des Sterns beantwortet werden kann.

Dass die ermittelten Werte der Ausdehnung der Quelle auf eine ungenaue Auflösungs-funktion zurückzuführen sind und die Quelle somit sehr viel kleiner ist, kann nicht ganz ausgeschlossen werden und müsste speziell untersucht werden. Da ich jedoch für die Halb-wertsbreite des Modells der Auflösungs-funktion eine sehr gute Übereinstimmung mit der gemessenen Halbwertsbreite, die mit Hilfe einer Eichquelle im Zentrum der Kamera ab-geleitet worden ist [Okumura98], festgestellt habe, erscheint dies wenig wahrscheinlich.

Um einen weiteren Hinweis über die Infrarotemission zu erhalten, habe ich aus der Sternposition die mittleren Koordinaten der Infrarotemission abgeleitet. Die genaue Him-melsposition des Sterns war nicht bekannt und wurde daher mittels Beobachtungen mit dem *NTT* und dem *HST* mit hoher Präzession bestimmt. Die Infrarotemission kann ein-deutig mit der Supernova in Verbindung gebracht werden. Der wahrscheinlichste Bereich beschränkt sich auf ein Gebiet im Nord-Osten der Supernova, das sich vom Überrest der Supernova zum inneren Ring erstreckt. Berücksichtigt man die anhand der *LW10*-Messung ermittelte Form und Größe des Emissionsgebietes, müsste die mittlere Position der Infrarotemission mit der Position der SN 1987A nahezu übereinstimmen.

Da die Emission der Kondensate auf den metallreichen Bereich der Auswurfmasse der Supernova beschränkt sein müsste, deuten die Position und die Größe und Form auf vorwiegend zirkumstellare Emission hin.

# Kapitel 4

## Infrarotemission der SN 1987A

### 4.1 Einleitung

In diesem Kapitel wird die mit *ISOCAM* gemessene Infrarotemission der SN 1987A näher untersucht. Hierbei soll zunächst festgestellt werden, welcher Mechanismus die mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse hervorgerufen hat, wobei Synchrotronstrahlung, Linienemission vom Supernovaüberrest, Bremsstrahlung und thermische Strahlung von Staubteilchen als mögliche Ursache in Betracht gezogen werden. Hiernach erscheint die Emission von erwärmten Staubteilchen am wahrscheinlichsten. Insbesondere kommen hierbei die in der Supernova gebildeten Kondensate und Staub in der zirkumstellaren Umgebung in Frage.

Beide Möglichkeiten liefern wertvolle Informationen und werden daher eingehender diskutiert. So können anhand der Emission von den Kondensaten neue Erkenntnisse über die Zusammensetzung und der Masse der gebildeten Staubteilchen gewonnen werden. Falls es sich um zirkumstellaren Staub handelt, können die Infrarotmessungen Aufschluss über die Eigenschaften dieser Staubteilchen und somit der Bildung von Staubteilchen in der Umgebung von Sternen geben. Zudem wäre es möglich, verschiedene Prozesse zu studieren, die in der Umgebung einer Supernova zur Zerkleinerung oder gar Vernichtung der Staubteilchen führen.

Es wird gezeigt, dass zirkumstellare Staubteilchen eine natürliche Erklärung der gemessenen Flüsse darstellen, was ebenfalls mit der im vorigen Kapitel ermittelten Ausdehnung des Emissionsgebietes übereinstimmt. Die Emission ist demzufolge auf Staubteilchen in der Nähe des inneren Ringes der SN 1987A zurückzuführen, die nun durch das komprimierte und erhitzte Gas hinter der Stoßwelle, die sich in der näheren Umgebung der Supernova ausbreitet, erwärmt werden.

Mit Hilfe der Ergebnisse von Röntgenbeobachtungen wird ein Massenverhältnis von Staub zu Gas von nur  $\sim 0.01\%$  ermittelt, was einen um den Faktor  $\sim 25$  niedrigeren Wert gegenüber dem mittleren Staubvorkommen in der „Großen Magellanschen Wolke“ entspricht. Weitergehende Berechnungen lassen den Schluss zu, dass die geringe Staubmasse zu einem großen Teil mit der Verdampfung der zirkumstellaren Staubteilchen während des UV-Blitzes zu Beginn des Supernovaausbruches und Sputtering im heißen und komprimierten Gas hinter der Stoßwelle zusammenhängt.

## 4.2 Mechanismen der Infrarotemission

### 4.2.1 Synchrotronstrahlung

Die erste Radioemission der SN1987A wurde zwei Tage nach der Explosion beobachtet. Der Fluss stieg zunächst an und erreichte nach vier Tagen sein Maximum, bevor er nach einem Potenzgesetz abfiel und nach weniger als einem Jahr nicht mehr nachgewiesen werden konnte ([Turtle87], [Ball95]). Dieser sogenannte Radioausbruch kann als Folge des Ausbreitens der Stoßwelle der Supernova im schnellen Sternenwind des „Blauen Überriesen“ verstanden werden [Chevalier87].

Nach 1200 Tagen konnte erneut Radioemission festgestellt werden [Staveley-Smith93], die seitdem linear mit der Zeit an Stärke zunahm [Gaensler97]. Hochauflösende Radiobeobachtungen konnten klar zeigen, dass die Emission, wie auch anhand der Abbildung 4.12 ersichtlich ist, mit der Ausbreitung der Stoßfront im zirkumstellaren Medium der Supernova zusammenhängen muss [Gaensler97]. Allgemein wird angenommen, dass es sich um Synchrotronstrahlung handelt [Ball92], die von geladenen Teilchen emittiert wird, die an der Stoßfront auf relativistische Geschwindigkeit beschleunigt werden.

Das Spektrum hat eine einfache Form und kann mit einem Potenzgesetz  $S_\nu \propto \nu^\alpha$  beschrieben werden. Nach Beobachtungen blieb der spektrale Index  $\alpha$  im Zeitraum 1787 (Januar 1992) bis 3325 Tage (April 1996) nach Ausbruch der Supernova konstant, wobei als mittlerer Wert  $\alpha = -0.95 \pm 0.04$  abgeleitet wurde [Gaensler97]. Es kann daher auch angenommen werden, dass sich der spektrale Verlauf bis zur Infrarotmessung 4000 Tage nach der Explosion nicht verändert hat. Das Spektrum der Radioemission ist nach den aufgeführten Daten bei Gaensler et al. gegeben durch:

$$S_\nu(t) \approx \frac{64}{2700} (t - 1200) \left( \frac{\nu}{1.4\text{GHz}} \right)^{-0.95} \text{ mJy.} \quad (4.1)$$

Bei einer Wellenlänge von  $10 \mu\text{m}$  beträgt demnach der Fluss nach 4000 Tagen nur  $5.1 \cdot 10^{-3}$  mJy. Es ist daher sehr unwahrscheinlich, dass die Infrarotemission durch Synchrotronstrahlung hervorgerufen wurde.

### 4.2.2 Bremsstrahlung (Frei-Frei-Emission)

Ebenfalls kann mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden, wie im Folgenden gezeigt wird, dass es sich bei den gemessenen Flüssen um Bremsstrahlung handelt.

Das Emissionsvermögen der Bremsstrahlung bei der Frequenz  $\nu$  ist gegeben durch [Longair97]:

$$4\pi j_\nu = 6.84 \times 10^{-51} T^{-\frac{1}{2}} g(\nu, T) e^{-h\nu/k_B T} n_i n_e \text{ W/m}^2/\text{Hz.} \quad (4.2)$$

Hierbei bezeichnen  $n_i$  und  $n_e$  die Anzahl der Ionen und Elektronen pro Kubikmeter. Die Ionendichte kann näherungsweise durch  $n_{\text{H}^+} + n_{\text{He}^+}$  ersetzt werden. Wenn berücksichtigt wird, dass in der SN 1987A in etwa 2.5 mal so viel Helium wie in der Sonne vorhanden ist [Lundqvist96], ergibt sich bei einem solaren Verhältnis von 0.1 von Helium zu Wassertoff



[Anders89] vereinfachend  $n_i \approx 1.25n_{\text{H}^+}$ .  $g(\nu, T)$  ist der sogenannte Eichfaktor. Bei einer Wellenlänge von  $10 \mu\text{m}$  liegt der Wert bei ungefähr  $g = 1.25$  [Karzas61].

Als mögliche Quellen der Bremsstrahlung kämen zum einen der Überrest der Supernova selbst und zum anderen der zentrale Ring in Frage.

Aus dem Balmerkontinuum wurde für das wasserstoffreiche Gas der Supernova nach 2210 Tagen eine Temperatur von 400 K [Wang96] und nach 2873 Tagen von 350 K [Chugai97] ermittelt. Eine Temperatur von 350 K entspräche einem Balmerdekrement  $I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta)$  von 4.5 im Fall B [Martin88]. Hingegen wurde ein Balmerdekrement von 3.8 beobachtet, was einer Temperatur von 1000 K entspricht. Zwar wird diese Diskrepanz darauf zurückgeführt, dass im Bereich der  $\text{H}\beta$ -Linie weitere Linien liegen können, hingegen kann diese Angabe genutzt werden, um für den Fluss der Bremsstrahlung bei  $10 \mu\text{m}$  nach 4000 Tagen eine obere Grenze anzugeben.

Die Stärke der Bremsstrahlung lässt sich anhand des theoretischen Emissionsvermögens der  $\text{H}\beta$ -Linie

$$4\pi j_\beta / (n_e n_{\text{H}^+}) = \zeta \cdot 10^{-38} \text{ W/m}^3 \quad (4.3)$$

ermitteln, dessen  $\zeta$ -Werte im Bereich von Eins liegen. Aus Gleichung 4.2 der Bremsstrahlung folgt allgemein:

$$\frac{j_\nu}{j_\beta} \approx \frac{6.84}{\zeta} \frac{n_{\text{H}^+} + n_{\text{He}^+}}{n_{\text{H}^+}} g(\nu, T) \left( \frac{T}{10^4} \right)^{-\frac{1}{2}} e^{-h\nu/k_{\text{B}}T} \frac{\text{mJy}}{10^{-14} \text{ W/m}^2}. \quad (4.4)$$

Bei einem Emissionsvermögen der  $\text{H}\beta$ -Linie bei 1000 K mit  $\zeta = 6.908$  [Martin88] und einem nach 2878 Tagen gemessenen Fluss von  $2.71 \cdot 10^{-17} \text{ W/m}^2$  [Chugai97] ergibt sich ein Fluss der Bremsstrahlung bei  $10 \mu\text{m}$  von nur  $3.15 \cdot 10^{-3} \text{ mJy}$ . Selbst wenn eine Temperatur von  $10^4 \text{ K}$  angenommen wird, folgt aus der Stärke der  $\text{H}\alpha$ -Linie ( $10.4 \cdot 10^{-17} \text{ W/m}^2$ ) mit dem Balmerdekrement  $I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta) = 2.88$  und einem  $\zeta$ -Wert von 1.233 des Emissionsvermögens [Martin88] nur ein Fluss von  $\sim 0.027 \text{ mJy}$ . Da das Gas weiter adiabatisch abkühlt, müsste der Fluss der Bremsstrahlung nach 4000 Tagen noch geringer sein.

Auf ähnliche Weise kann Bremsstrahlung vom inneren Ring ausgeschlossen werden. Jedoch waren im Gegensatz zum Gas der Supernova keine Angaben zum Gesamtfluss einzelner Balmerlinien zum späteren Zeitpunkt verfügbar. Andererseits wurden mit dem *HST* zu vier unterschiedlichen Zeiten, 1864, 2228, 2876 und 3262 Tage nach Ausbruch der Supernova, Spektren eines leuchtkräftigen Bereiches im Nord-Westen des inneren Rings aufgenommen. Alle Spektren werden durch die Linien des [NII] bei den Wellenlängen  $\lambda = 6548$  und  $\lambda = 6583$  dominiert. Anhand dieser Linien wurde zusammen mit der Linie [NII]  $\lambda 5755$  jeweils eine Temperatur von ungefähr  $10^4 \text{ K}$  ermittelt [Lundqvist97]. Es ist somit anzunehmen, dass die Linienverhältnisse über den gesamten inneren Ring im Zeitraum der Beobachtungen im Wesentlichen gleich geblieben sind. Ein oberer Grenzwert des Flusses der  $\text{H}\alpha$ -Linie sollte demzufolge genügend genau durch eine photometrische Messung mit dem *R*-Breitbandfilter zu bestimmen sein.

Nach der Analyse von Beobachtungen mit der *WFPC2* des *HST* betrug der Fluss des inneren Rings nach 3268 Tagen 16.44 Magnitudines [Soderberg99]. Mit  $\Delta\lambda = 0.22 \mu\text{m}$

und  $f_\lambda = 1.74 \times 10^{-9}$  ergs/cm<sup>2</sup>/s/Å des UBVRI-Standarts (entnommen dem *Handbook of Space Astronomy and Astrophysics* [Zombeck90]) entspricht dies einem Fluss von  $\sim 1.02 \cdot 10^{-15}$  W/m<sup>2</sup>, der vor allem durch H $\alpha$  und [NII]  $\lambda\lambda 6548, 6583$  hervorgerufen worden sein muss, wenn im gesamten Ring die gleichen Linienverhältnisse wie bei dem Messpunkt im Nord-Westen vorzufinden sind. Nach Panagia et al. [Panagia96] beträgt der Anteil des H $\alpha$ -Flusses der drei Linien  $\sim 19\%$  und der Gesamtfluss der H $\alpha$ -Linie demnach  $\sim 2.03 \cdot 10^{-16}$  W/m<sup>2</sup>. Bei einer Temperatur von  $\sim 10^4$  K ist folglich bei  $10 \mu\text{m}$  ein Fluss von nur  $\sim 0.053$  mJy auf Bremsstrahlung zurückzuführen.

Da die ermittelten Werte weitaus geringer als die mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse sind, ist es nicht sehr wahrscheinlich, dass sie durch Bremsstrahlung hervorgerufen wurden. Desweiteren müsste bei optisch dünner Bremsstrahlung der Temperatur  $10^4$  K das Spektrum im Bereich der *CAM*-Daten flach mit  $S_\nu = \text{konst.}$  verlaufen, was offensichtlich nicht der Fall ist. Allein bei der Messung mit dem LW2-Filter hätte es sich daher um Bremsstrahlung handeln können. Aber selbst in diesem Fall liegt der Fluss um mehr als einer Größenordnung oberhalb der berechneten Bremsstrahlung.

### 4.2.3 Linienemission

Etwa zur gleichen Zeit, als Staubbildung in der SN 1987A beobachtet wurde, stiegen die Linienintensitäten im Infraroten gegenüber denen im Optischen und Ultravioletten stark an ([Kozma98a], [Kozma98b]). Demzufolge könnten insbesondere im Bereich der *CAM*-Filter kräftige Linien liegen, was allein anhand der Messungen nicht ausgeschlossen werden kann. Insgesamt ist es jedoch wenig wahrscheinlich, dass die gemessenen Flüsse durch Linien hervorgerufen wurden.

Im Folgenden soll angenommen werden, dass es sich um ein reines Linienspektrum handelt, wobei die Linien die Flüsse  $\tilde{F}_{\lambda_i}$  mit den Breiten  $\delta\lambda_i$  aufweisen sollen. Demgegenüber wurde der Fluss  $F_{\lambda_r}$  bei der Wellenlänge  $\lambda_r$  unter der Annahme angegeben, dass das Spektrum flach mit  $F_\lambda \lambda = \text{konst.}$  verläuft. Wenn die *CAM*-Filter mit der spektralen Transmission  $R(\lambda) = 1$  im Bereich des Filters<sup>1</sup> idealisiert werden, folgt aus der Vorschrift der Farbkorrektur für die *CAM*-Filter [Blommaert98] näherungsweise folgender Zusammenhang:

$$\int d\lambda R(\lambda) \lambda \tilde{F}_\lambda \approx \sum_i \delta\lambda_i \tilde{F}_{\lambda_i} \lambda_i \approx \Delta\lambda F_{\lambda_r} \lambda_r = \Delta\lambda \frac{c}{\lambda_r} F_{\nu_r}. \quad (4.5)$$

$c$  ist die Lichtgeschwindigkeit und  $\Delta\lambda$  entspricht der Breite des Filters. Der Einfachheit halber befinde sich im Bereich des Filters nur eine Linie mit dem Gesamtfluss:

$$F = \int d\lambda \tilde{F}_\lambda \approx \delta\lambda \tilde{F}_{\lambda_i} \approx \Delta\lambda \frac{c}{\lambda_i \lambda_r} F_{\nu_r}. \quad (4.6)$$

Von besonderem Interesse sind unter anderem die Linien [CoII]  $\lambda 10.52 \mu\text{m}$ , [NiII]  $\lambda 6.634 \mu\text{m}$ , [NeII]  $\lambda 12.814 \mu\text{m}$  und [FeII]  $\lambda 17.94 \mu\text{m}$ , die wesentlich zur Kühlung des

<sup>1</sup>Zur spektralen Transmission siehe auch die Abschnitte 3.3.1 und 3.3.2 über die Farbkorrektur oder die Berechnung der theoretischen Auflösungsfunktion.

Gases der Supernova beitragen [Kozma98b]. Aus den gemessenen Flüssen ergeben sich folgende Linienstärken:

$$\begin{aligned}
 \tilde{F} &= 1.17 \cdot 10^{-16} \left( \frac{\lambda_i}{6.634 \mu\text{m}} \right)^{-1} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (\text{LW2}), \\
 \tilde{F} &= 9.58 \cdot 10^{-16} \left( \frac{\lambda_i}{10.52 \mu\text{m}} \right)^{-1} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (\text{LW10}), \\
 \tilde{F} &= 3.28 \cdot 10^{-16} \left( \frac{\lambda_i}{12.814 \mu\text{m}} \right)^{-1} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (\text{LW10}), \\
 \tilde{F} &= 2.77 \cdot 10^{-16} \left( \frac{\lambda_i}{12.814 \mu\text{m}} \right)^{-1} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (\text{LW3}), \\
 \tilde{F} &= 1.98 \cdot 10^{-16} \left( \frac{\lambda_i}{17.94 \mu\text{m}} \right)^{-1} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (\text{LW3}).
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Wenn die gesamte abgestrahlte Energie nicht größer als die durch den radioaktiven Zerfall der in der Supernova gebildeten Elemente freiwerdenden Energie sein darf, so dürfte die Leuchtkraft, wie in Abschnitt E erläutert, nach 4000 Tagen ungefähr  $L = 1.229 \cdot 10^{29} \text{ W}$  betragen. Bei einer Entfernung von 51 kpc zur Supernova entspricht dies einem Gesamtfluss von  $3.95 \cdot 10^{-15} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ . Bemerkenswerterweise liegen alle Flüsse unterhalb dieses kritischen Wertes. Jedoch soll die Intensität der meisten Linien nach theoretischen Rechnungen stark mit der Zeit abgenommen haben. So sollte der Fluss von [CoII] bei  $\lambda 10.52 \mu\text{m}$  seit der letzten Beobachtung 800 Tage nach der Explosion, nach den Modellrechnungen von Kozma & Frensson [Kozma98b], stetig weiter gefallen sein, so dass er schon nach 1000 Tagen nur  $10^{-16} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  betragen haben dürfte. Ähnlich verhielt sich die Linie des [NiII]  $\lambda 6.634 \mu\text{m}$ , deren Fluss nach 1200 Tagen auf  $3 \cdot 10^{-16} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  gefallen sein soll. Wird der zeitliche Verlauf auf 4000 Tage extrapoliert, dürfte der Fluss weit weniger als  $10^{-17} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  betragen. Die Lichtkurve des [NeII]  $\lambda 12.814 \mu\text{m}$  konnte nicht sehr gut mit dem Modell von Kozma & Frensson beschrieben werden. Die gemessenen Werte fielen schneller und konnten schon nach 750 Tagen nicht mehr nachgewiesen werden. Wenn die Ergebnisse der Modellrechnung auf 4000 Tage extrapoliert wird, dürfte der Fluss vernachlässigbar sein. Der Fluss der Eisenlinie nahm gegenüber den anderen Linien zunächst weniger stark ab und betrug nach der Modellrechnung von Kozma & Frensson nach 1200 Tagen noch  $3 \cdot 10^{-15} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ . Er soll zu dieser Zeit vorrangig von Eisen stammen, das vor der Supernovaexplosion schon im Stern vorhanden war und sich in dem wasserstoffreichen Gas der Auswurfmasse der Supernova befindet. Da das Gas adiabatisch abkühlte, wird der Fluss dieser Eisenlinie weiter abgenommen haben und demnach, wie derjenige der übrigen Linien, vernachlässigbar sein.

Da die theoretischen Rechnungen nicht nur eine sehr gute Übereinstimmung mit Beobachtungen in den meisten Linien bis 800 Tage nach der Explosion zeigten [Kozma98b], sondern auch den spektralen Verlauf im Optischen nach 2870 Tagen wiedergeben konnten [Kozma99], ist davon auszugehen, dass die Voraussagen der Infrarotlinien im Wesentlichen richtig sind und die Linien demzufolge nicht zu den mit *ISOCAM* gemessenen Flüssen geführt haben können.

Zudem hätte in diesem Fall die Infrarotquelle eine punktförmige Ausdehnung besitzen müssen, was demzufolge den Ergebnissen der Größenbestimmung des Emissionsgebietes widerspräche. Ist andererseits die ermittelte Ausdehnung der Infrarotquelle richtig, müsste die Linienemission aus der näheren Umgebung der Supernova stammen. Dass Linien-

missionen vom inneren Ring zu den mit *ISOCAM* gemessenen Flüssen geführt haben, erscheint unwahrscheinlich, da der Fluss der Infrarotlinien nach dem vorherigen Abschnitt in gleicher Größenordnung wie derjenige der  $H\alpha$ -Linie liegen müsste. Der sogenannte *Hot Spot* ist zu lichtschwach, als dass die von dort stammenden Linien zu einem wesentlichen Fluss in den Breitbandfiltern von *ISOCAM* beitragen könnten. So wurde im Januar 1999 mit dem *HST* ein gemeinsamer Fluss der Linien  $H\alpha$  und  $NII \lambda 654.8$  nm von nur  $6.4 \cdot 10^{-18} \frac{W}{m^2}$  gemessen [Garnavich99].

Demzufolge erscheint es wahrscheinlich, dass die mit *ISOCAM* ermittelten Flüsse durch ein Kontinuum hervorgerufen wurden. Zudem konnte anhand von Messungen mit dem Spektrometer *PHOT-SL* an Bord von *ISO* im Bereich von 5 bis 12  $\mu\text{m}$ , die zur gleichen Zeit wie die Messungen mit *ISOCAM* durchgeführt wurden, keine Hinweise auf Linienemission gefunden werden.

Bei der spektralen Auflösung  $\delta\lambda = 0.0949 \mu\text{m}$  des Spektrometers [ISOPHOT2000] würde ein mit *ISOCAM* gemessener Fluss  $F_{\lambda_r}$  bei einer Wellenlänge  $\lambda_i$  zu einem maximalen Linienfluss

$$\tilde{F}_{\nu_i} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \frac{\lambda_i}{\lambda_r} F_{\nu_r}. \quad (4.8)$$

im aufgenommenen Spektrum führen. Speziell ergibt sich aus den Flüssen des LW2- und des LW10-Filters dann folgender Linienfluss:

$$\begin{aligned} \text{LW2} \quad \tilde{F}_{\nu} &= 18.3 \left( \frac{\lambda_i}{6.7 \mu\text{m}} \right) \text{ mJy}, \\ \text{LW10} \quad \tilde{F}_{\nu} &= 177 \left( \frac{\lambda_i}{12 \mu\text{m}} \right) \text{ mJy}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Um eine hohe Empfindlichkeit mit dem Spektrometer zu erzielen, wurde eine Differenzmessung zwischen dem Gebiet mit der Supernova und eines außerhalb liegenden Bereiches durchgeführt. Die auf diese Weise gewonnenen Werte weichen nur bis zu  $\pm 85$  mJy voneinander ab und geben keine deutlichen Anzeichen für Emissionslinien [Tuffs2000]. Zwar ist die Empfindlichkeit für den LW2-Filter nicht ausreichend, hingegen hätte im Bereich des LW10-Filters eine Linie nachgewiesen werden können, sofern der größte Teil des Flusses in einer Linie emittiert worden wäre.

Zusammenfassend erscheint es wenig wahrscheinlich, dass die mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse durch Linien verursacht worden sind.

#### 4.2.3.1 Obergrenze der Masse von $^{44}\text{Ti}$

Eine große Unsicherheit in der Untersuchung der Kondensate ergibt sich aus der Unkenntnis der genauen Masse an  $^{44}\text{Ti}$ , das nach theoretischen Überlegungen wie  $^{57}\text{Ni}$  bei der Explosion der Supernova entstanden sein soll und dessen radioaktiver Zerfall zu  $^{44}\text{Sc}$  zur Zeit der Messung mit *ISO* die wesentliche Energiequelle im Überrest der Supernova darstellen müsste. Nach den theoretischen Berechnungen von Kozma & Fransson [Kozma98a] soll ein großer Anteil dieser frei werdenden Energie in der Emissionslinie bei 26  $\mu\text{m}$  des  $\text{FeII}$  abgestrahlt werden. Da dieses Energieniveau hauptsächlich durch Stöße angeregt wird und sich dadurch Unsicherheiten wegen ungenauer atomarer Daten vermeiden lassen, eignet sich diese Linie dazu, die Masse an  $^{44}\text{Ti}$  abzuleiten [Kozma99]. So wurde anhand spektraler

Messungen mit dem *SWS*-Instrument (*Short Wavelength Spectrometer*) an Bord von *ISO* mit Hilfe des Modells von Kozma & Frensson ein oberer  $3\sigma$ -Grenzwert von  $1.4 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$  an  $^{44}\text{Ti}$  ermittelt [Lundqvist99].

In gleicher Weise kann hierfür die photometrische Messung bei  $25 \mu\text{m}$  mit *ISOPHOT*, die zur gleichen Zeit wie die Beobachtungen mit *ISOCAM* durchgeführt wurde, verwendet werden. Bei einer Entfernung von  $\sim 51$  kpc ergibt sich bei einer Gesamtleuchtkraft  $L = 1.229 \cdot 10^{29}$  W ein Fluss  $F = 4.11 \cdot 10^{-15}$  W/m<sup>2</sup>. Der theoretische Linienfluss bei  $26 \mu\text{m}$  der FeII-Linie soll annähernd proportional zur Masse an  $^{44}\text{Ti}$  sein und, wenn für die Masse  $1 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$  angenommen wird, nach 3000 Tagen zunächst gleichbleibend in etwa  $1.4 \cdot 10^{-15}$  W/m<sup>2</sup> betragen [Kozma99], was ungefähr 34% des Gesamtflusses entspricht. Wenn der mit *ISOPHOT* ermittelte obere  $3\sigma$ -Grenzwert von 51 mJy bei  $\lambda = 25 \mu\text{m}$  durch diese Emissionslinie hervorgerufen würde, müsste der Linienfluss bei der Filterbreite  $\Delta\lambda = 9.18 \mu\text{m}$  näherungsweise

$$F \approx \frac{S_{\nu} \Delta\lambda c}{\lambda^2} \approx 2.1 \cdot 10^{-15} \text{ W/m}^2. \quad (4.10)$$

betragen. Demnach ergibt sich aus dieser photometrischen Messung eine obere  $3\sigma$ -Grenze von  $\sim 1.5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ . Unter Umständen könnte mit neuerer Datenkalibration ein besserer Grenzwert des Linienflusses angegeben werden.

#### 4.2.4 Staubemission

Wie es die mit *ISOCAM* ermittelten Flüsse andeuten, handelt es sich bei der Emission vermutlich um ein kontinuierliches Spektrum, das daher möglicherweise auf die Emission von Staubteilchen zurückzuführen ist. Falls dies zutrifft, kommen im Wesentlichen zwei Erklärungen in Betracht: so könnte der Staub aus der näheren Umgebung des Vorgängersterns stammen, dessen Gas durch die Stoßwelle auf Temperaturen oberhalb von  $10^7$  Kelvin aufgeheizt wurde und dadurch die darin befindlichen Staubteilchen erwärmt. Andererseits könnte die Emission von neuen Staubteilchen hervorgerufen worden sein, die in Folge des radioaktiven Zerfalls, insbesondere des  $^{44}\text{Ti}$ , aufgeheizt werden. Es ist jedoch nicht sicher, ob diese Kondensate genügend hohe Temperaturen erreichten, um mit *ISOCAM* beobachtet werden zu können. Beide Modelle sollen im Folgenden näher untersucht werden. Die mögliche Infrarotemission von Kondensaten wird im anschließenden Abschnitt 4.3 ausführlicher diskutiert. Auf die Staubemission aus der zirkumstellaren Umgebung der SN 1987A wird im darauffolgenden Abschnitt 4.4 näher eingegangen.

Zwar weist der innere Ring der SN 1987A vermutlich einen gewissen Anteil von Staub auf; dass diese Staubteilchen aber zur gemessenen Infrarotemission geführt haben, ist jedoch nicht sehr wahrscheinlich. Im Wesentlichen dürften diese Teilchen durch den Ausbruch der Supernova aufgeheizt worden sein und könnten daher bei einer Entfernung von  $\sim 6 \cdot 10^{15}$  m und einer Neigung des inneren Ringes um  $43^\circ$  nach  $\sim 60$  Tagen zur Infrarotemission der Supernova beigetragen haben. Aufgeheizter Staub der Umgebung soll nach Roche et al. [Roche93] selbst 580 Tage nach Ausbruch dazu geführt haben, dass für das Emissionsgebiet bei einer Wellenlänge von  $9 \mu\text{m}$  mittels feiner Scans über die Quelle

eine deutliche Ausdehnung von  $2''$  ermittelt wurde [Roche93]. Nach 11 Jahren müsste der Staub des Ringes wegen fehlender effektiver Erwärmungsmechanismen so stark abgekühlt sein, dass er nicht mit *ISOCAM* sichtbar war.

### 4.3 Infrarotemission der Kondensate

In diesem Abschnitt wird anhand eines vereinfachten Modells erörtert, ob die mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse mit der Emission von Kondensaten erklärt werden können. Da die Beobachtungen der SN 1987A mit *ISOCAM* nahezu 11 Jahre nach der Explosion der SN 1987A durchgeführt wurden, besteht die Möglichkeit, dass die Staubemission zu diesem Zeitpunkt entgegen früheren Infrarotmessungen optisch dünn geworden ist, was Aufschluss über die Staubzusammensetzung und der gebildeten Staubmasse, für die bisher nur untere Grenzwerte ermittelt werden konnte, geben würde. Dies ist insbesondere deswegen interessant, da dies Auskunft darüber gibt, welche Bedeutung die Supernovae für die Stauberzeugung des interstellaren Staubes besitzen.

Zunächst wird dargelegt, welche Hinweise für die Bildung von Kondensaten in der SN 1987A sprechen. Desweiteren wird zusammengefasst, was über die Zusammensetzung der Kondensate bekannt ist. Anschließend wird das Modell beschrieben, mit dem festgestellt werden soll, ob die mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse von Kondensaten hervorgerufen worden sein könnten. Hierbei wird die geometrische Anordnung und die Erwärmung der Kondensate vorgestellt.

Als Kondensat werden sphärische Staubteilchen aus Graphit, Silikat, Siliziumkarbid und Eisen untersucht, deren Absorptionsvermögen ich in Abschnitt 2.1.5 vorgestellt habe. Hierbei wird angenommen, dass das Kondensat nur aus einer Staubzusammensetzung besteht und die Staubteilchen im Gegensatz zum interstellaren Medium (Abschnitt 2.4) nur einen bestimmten Radius aufweisen. Untersucht werden Staubteilchen mit Radien von  $0.001 \mu\text{m}$  bis  $10 \mu\text{m}$ . Als wichtiges Ergebnis werden jeweils die Massen ermittelt, die zur Erklärung der gemessenen Infrarotemission notwendig wären. Mit Hilfe der aus den Infrarotspektren ermittelten Farbwerten und der optischen Tiefen im Optischen bzw. Ultravioletten und Infraroten, die sich aus den Staubmassen ableiten, wird diskutiert, inwieweit Kondensate als Ursache der Infrarotemission in Frage kommen.

Ich werde zeigen, dass dies unter gewissen Umständen möglich ist. So müsste nach den Modellrechnungen die Kondensatmasse zum Teil um Größenordnungen unterhalb von  $\sim 3 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$  liegen. Am wahrscheinlichsten wäre die Emission von sphärischen kleinen Eisenteilchen ( $< 0.03 \mu\text{m}$ ) mit einer Masse von  $\sim 3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ .

Um Eigenschaften der Kondensate aus den gemessenen Flüssen ableiten zu können, muss vorausgesetzt werden, dass die Staubemission 11 Jahre nach Ausbruch der Supernova optisch dünn im Bereich der *ISOCAM*-Filter war. Diese Annahme muss jedoch nicht notwendigerweise erfüllt sein. Die Schlussfolgerungen, die sich aus einer optisch dicken Emission für die Kondensate ergeben, werden am Ende des Abschnitts besprochen.

### 4.3.1 Beleg der Kondensatbildung in der SN 1987A anhand früherer Messungen

Dass im metallreichen Gas der Auswurfmasse der SN 1987A Staub kondensiert sein muss, wird vor allem aus dem Rückgang der optischen und ultravioletten Linienemission nach 460 Tagen, einem drastischen Anstieg der Infrarotemission nach 500 Tagen und einer Blauverschiebung von Linien nach 530 Tagen, die auf Extinktion innerhalb des expandierenden metallreichen Gases zurückgeführt wird, von der insbesondere die auf der uns abgewandten Seite der Supernova emittierte Strahlung betroffen ist (z. B. [Lucy89b]), abgeleitet [Wooden97].

Die bolometrische Kurve entsprach hierbei weiterhin denjenigen Energiewerten, die nach den theoretischen Modellrechnungen durch den radioaktiven Zerfall von vorwiegend  $^{56}\text{Ni}$  und  $^{57}\text{Ni}$  freigesetzt werden sollten. Daher dürfte nur ein geringer Teil der Infrarotemission von Staubteilchen aus der zirkumstellaren Umgebung herkommen, die durch den *UV-Blitz* des Supernovaausbruchs aufgeheizt worden sein könnten. Insgesamt nimmt man an, dass die Kondensation frühestens 350 aber spätestens 500 Tage nach Ausbruch der Supernova einsetzte [Wooden97].

### 4.3.2 Bisherige Kenntnisse über die Kondensate

Eine der größten Unsicherheiten besteht in der Zusammensetzung der im Supernovaüberrest gebildeten Kondensate. Das Spektrum zeigte zu keinem Zeitpunkt charakteristische Strukturen, die es ermöglicht hätten, auf die Zusammensetzung des Staubes zu schließen. Selbst zu Beginn, als die Emission möglicherweise noch optisch dünn war [Roche93], konnte nur ein kontinuierliches Spektrum festgestellt werden. In diesem Fall müssten sich anfangs vor allem Staubteilchen gebildet haben, die wie Eisen, Graphit oder Eisensulfid keine markanten Strukturen im Emissionsspektrum aufweisen. Spätestens nach 578 Tagen muss so viel Staub vorhanden gewesen sein, dass die Staubemission optisch dicht wurde und sich daher durch eine Planckfunktion im Spektrum abzeichnete. Es könnte sogar sein, dass sich so viel Staub gebildet hat, dass die Emission, obwohl sich der Überrest der Supernova mit dem Staub nach Messungen mit dem *Kuiper Airborne Observatory (KAO)* homolog ausgedehnt haben soll [Wooden93], am 1645. Tag nach Ausbruch der Supernova bis mindestens zu einer Wellenlänge von 1.3 mm optisch dicht geblieben ist [Biermann92]. Welche Staubteilchen zu der optisch dichten Emission geführt haben, blieb weitgehend im Verborgenen.

Schwache Hinweise über die Staubzusammensetzung ergeben sich aus der Linienemission, die schwer zu deuten ist, da die Abnahme der Linienflüsse nicht auf Kondensation sondern überwiegend auf einen Temperatursturz zurückgeführt werden kann ([Kozma98a], [Kozma98b]). Es wird aber angenommen, dass ein Teil der Abnahme des Linienflusses des SiI bei  $1.65 \mu\text{m}$  dadurch hervorgerufen wurde, dass sich Silikatteilchen gebildet haben [Lucy89b]. Ebenfalls wird vermutet, dass der Rückgang der Intensität der Eisenlinien teilweise durch die Bildung eisenhaltigen Staubes hervorgerufen wurde [Spyromilio92]. Dies würde zudem erklären, warum bei einigen Infrarotlinien der Elemente der Eisengruppe

gegenüber allen anderen Emissionslinien eine viel höhere Extinktion festgestellt wurde (NII bei  $6.63 \mu\text{m}$  und CoII bei  $10.52 \mu\text{m}$ ) [Wooden97].

Erkenntnisse über den in einer Supernova gebildeten Staub konnten anhand von Laboruntersuchungen kleiner Staubteilchen, die in primitiven Meteoriten eingebunden waren, gewonnen werden [Amari97]. Eine spezielle Art des Siliziumkarbids, das sogenannte SiC X, weist eine ungewöhnlich hohe Menge an  $^{44}\text{Ca}$ , dem Zerfallsprodukt von  $^{44}\text{Ti}$ , auf und müsste daher in einer Supernova entstanden sein. Desweiteren schloss man aus Anomalien in den Isotopen von Siliziumnitrid  $\text{Si}_3\text{N}_4$  auf eine Herkunft in einer Supernova. Zudem fand man in Graphitteilchen sehr geringer Dichte einen hohen Anteil an  $^{41}\text{K}$ , dem Zerfallsprodukt des  $^{41}\text{Ca}$ , so dass ebenfalls vermutet wird, dass sie in Supernovae entstanden sein müssen. Im Einzelnen ergeben sich Schwierigkeiten bei der Bildung dieser Staubteilchen, da sie zum Teil besondere Mischverhältnisse erfordern, auf die hier nicht näher eingegangen wird.

Theoretischen Überlegungen nach sollten vorwiegend Oxide wie  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MgSiO}_3$  und  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  entstanden sein [Kozasa91], was hingegen durch die Messungen der in Meteoriten gefundenen Staubteilchen nicht bestätigt werden konnte. Zudem dürften die physikalischen Bedingungen nur zur Bildung vorrangig sehr kleiner Staubteilchen einer bestimmten Größe geführt haben. Die Kondensate aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$  oder  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  besitzen demnach einen Radius von nur  $10 \text{ \AA}$  und diejenigen aus  $\text{MgSiO}_3$  einen Radius von  $70 \text{ \AA}$ .

Ebenfalls war es wegen der großen optischen Tiefe im Infraroten anhand früherer Messungen nicht möglich, die Masse der kondensierten Materie im Supernovaüberrest der SN 1987A zu ermitteln, für die lediglich untere Grenzwerte angegeben werden konnten, die zudem große Unsicherheiten aufweisen, da die optischen Eigenschaften der Kondensate nicht bekannt sind. Nach Wooden et al. können die Beobachtungen mit dem KAO 775 Tage nach Ausbruch der Supernova mit einer Masse von mindestens  $\sim 10^{-4} M_\odot$  an Graphit erklärt werden [Wooden93]. Theoretischen Überlegungen nach beträgt die Gesamtmasse kondensierten Staubes im Überrest der SN 1987A sogar mindestens  $\sim 0.23 M_\odot$  [Kozasa91].

### 4.3.3 Modell der Infrarotemission von Kondensaten

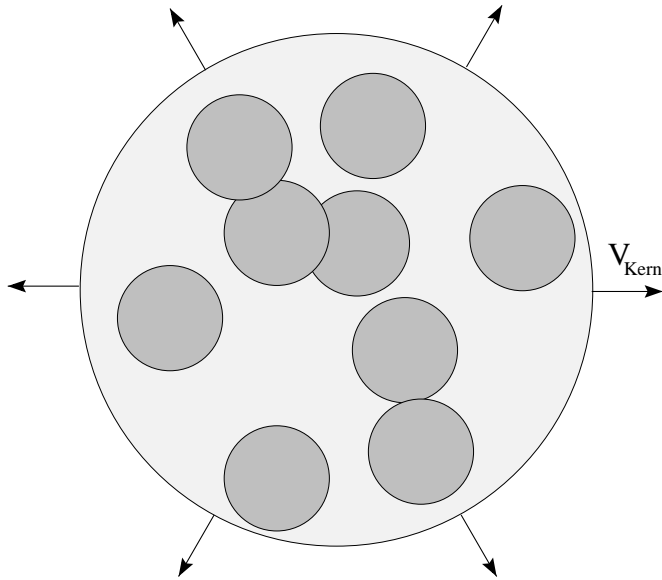
#### 4.3.3.1 Geometrie des Modells

Obwohl die Staubemission selbst optisch dicht war, andererseits aber die optische und ultraviolette Strahlung nicht vollständig absorbiert wurde, muss sich die Staubbildung im Wesentlichen auf einzelne Gebiete innerhalb des metallreichen Kernbereichs des Supernovaüberrestes beschränkt haben. Dies erklärt zudem, warum bei Messungen der Extinktion ein von der Wellenlänge unabhängiger Teil festgestellt wurde [Lucy89b]. Da andererseits eine Zunahme der Extinktion zu kürzeren Wellenlängen beobachtet wurde, könnte sich zusätzlich zwischen diesen Staubwolken ein geringer Staubanteil in der Supernova gebildet haben, der mit dem Gas vermischt ist. In Anlehnung an frühere Untersuchungen [Lucy89b] wird im Folgenden angenommen, dass der Staub in kugelförmigen Staubwolken gleicher Größe im zentralen metallreichen Bereich der Supernova konzentriert ist.

Insgesamt sollte sich der gesamte Supernovaüberrest zusammen mit den darin befindli-



chen Staubwolken homolog ausdehnen, so dass die Masse innerhalb eines Abstandes  $r(t)$ , der mit einer konstanten Geschwindigkeit anwächst, konstant bleibt ( $r(M) = v(M)t$ ). Hierbei müssen die Metalle nach den Linienbreiten der Elemente [O I], [Mg I], und [Fe II] auf einen Bereich bis  $V_{\text{Kern}} \approx 2000$  km/s beschränkt sein [Kozma98a].



**Abbildung 4.1:** Modell für die Kondensate. Es wird angenommen, dass sich der Staub in für optische und ultraviolette Strahlung optisch dicken Wolken gleicher Größe (dunkel dargestellt) im metallreichen Kern der Supernova befindet, der sich homolog mit der Geschwindigkeit  $V_{\text{Kern}}$  ausdehnt.

#### 4.3.3.2 Die Eigenschaften des Kondensats

Um die Zusammensetzung der Staubteilchen zu untersuchen, nehme ich an, dass sich in den Staubwolken nur eine Staubart befindet. Speziell werden sphärische Staubteilchen aus Silikat, Siliziumkarbid, Graphit oder Eisen betrachtet, deren optische Eigenschaften in Kapitel 2 vorgestellt wurden. Um ferner festzustellen, welche Größe sich vorwiegend gebildet hat, weise der Staub, was theoretischen Ergebnissen der Staubbildung im Überrest der Supernova [Kozasa91] nahe kommt, zudem nur eine Teilchengröße auf.

Hierbei muss vorausgesetzt werden, dass die Emission der Staubteilchen 11 Jahre nach der Explosion optisch dünn geworden ist. Demgegenüber soll die Strahlung, was angesichts der hohen Extinktion in früheren Messungen eine vernünftige Annahme darstellt, im optischen und ultravioletten Wellenlängenbereich innerhalb der Staubwolken vollständig absorbiert werden.

#### 4.3.3.3 Erwärmung der Kondensate

Die Staubteilchen sollen durch Energie erwärmt worden sein, die bei dem Zerfall der bei der Explosion gebildeten schweren Elementen freigesetzt wird und nach den Modellrechnungen der Nukleosynthese in Supernovaexplosionen, speziell im Fall der SN 1987A, selbst zum Zeitpunkt der Messung nahezu 11 Jahre nach dem Ausbruch der Supernova die bolometrische Kurve speisen soll.

Bei dem radioaktiven Zerfall entstehen hochenergetische Gammastrahlen und Positronen, die ihre Energie vollständig oder nur teilweise an die umliegende Materie abgeben, wobei das umliegende Gas ionisiert, angeregt oder erwärmt werden kann. Die Prozesse im Einzelnen hängen von unterschiedlichen Eigenschaften wie dem Ionisationsgrad und der chemischen Zusammensetzung des Gases ab [Kozma92]. Schließlich wird die Energie des radioaktiven Zerfalls, der in diesen drei Kanälen an das Gas der Auswurfmasse der Supernova abgegeben wurde, in Strahlung umgewandelt.

Wichtig zur Erwärmung der Staubteilchen dürfte vor allem der Anteil der Zerfallsenergie sein, der zunächst zur Ionisation und Anregung der Atome geführt hat, da sich durch die Rekombination und Abregung ein Strahlungsfeld im optischen und ultravioletten Wellenlängenbereich ergeben sollte (siehe z. B. [Chugai97]).

Zur Zeit der Messungen mit *ISOCAM*, nahezu 11 Jahre nach Ausbruch der SN 1987A, sollte ein wesentlicher Teil der Zerfallsenergie in Form von Wärme an das umliegende Gas übertragen werden, die vorrangig in Linien im Infraroten und vor allem in der 26  $\mu\text{m}$ -Linie des FeII emittiert werden, was die Linie insbesondere zur Bestimmung der Masse an  $^{44}\text{Ti}$  interessant macht, da das Element wegen der langen Zerfallszeit von über 80 Jahren in der späten Entwicklungsphase nahezu allein die bolometrische Kurve bestimmen müsste (siehe Abschnitt 4.2.3.1). Da die Staubwolken im Bereich der *ISOCAM*-Filter optisch dünn sein sollen, so würde dies bedeuten, dass ein bedeutender Teil der Zerfallsenergie nicht zur Erwärmung der Staubteilchen zur Verfügung stünde.

Vereinfachend wird nur die Energie des radioaktiven Zerfalls berücksichtigt, die zu einer optischen und ultravioletten Strahlung mit einer Gesamtleuchtkraft  $L_{\text{Opt/UV}}$  innerhalb der Staubwolken führt.

Zudem nehme ich zur Berechnung der Erwärmung der Staubteilchen ein monochromatisches Spektrum an. Die Energie der Photonen kann als mittlere Energie des durch den radioaktiven Zerfall erzeugten Spektrums im Gas der Auswurfmasse interpretiert werden. Untersucht werden zwei Fälle mit unterschiedlichen Wellenlängen des monochromatischen Spektrums, wobei einmal 1000  $\text{\AA}$  und ein anderes Mal 3000  $\text{\AA}$  für die Position der Linie gewählt ist.

Die Staubteilchen sollen homogen mit den radioaktiven Elementen vermischt sein, so dass sich das Kondensat demnach aus radioaktiver Materie gebildet hat.

Es mögen sich  $N_{\text{Kl}}$  Staubwolken mit dem jeweiligen Volumen  $V_{\text{Kl}} = \frac{4}{3}\pi R_{\text{Kl}}^3$  gebildet haben. In jedem Volumenelement der Staubwolken werde infolge des radioaktiven Zerfalls die gleiche monochromatische Strahlung mit Wellenlänge  $\lambda_0$  erzeugt. Die mittlere Intensität an einem Punkt  $\vec{r}$  in einer Staubwolke mit einem konstanten Absorptionskoeffizienten  $\kappa_{\lambda_0}$  berechnet sich dann aus:

$$4\pi J_{\lambda_0}(\vec{r}) = \int_{V_{\text{Kl}}} \frac{L_{\text{Opt/UV}}}{N_{\text{Kl}} V_{\text{Kl}} 4\pi(\vec{r}' - \vec{r})^2} e^{-\kappa_{\lambda_0}|\vec{r}' - \vec{r}|} dV'. \quad (4.11)$$

Es ist hierbei angenommen, dass die absorbierte Strahlung frei von den Staubteilchen emittiert werden kann. Von besonderem Interesse ist die Intensität der monochromati-

schen Strahlung in der Mitte der Staubwolke:

$$4\pi J_{\lambda_0} = \int_0^{R_{\text{Kl}}} \frac{L_{\text{Opt/UV}}}{N_{\text{Kl}} V_{\text{Kl}}} e^{-\kappa_{\lambda_0} r} dr, \quad (4.12)$$

$$J_{\lambda_0} = \frac{3L_{\text{Opt/UV}}}{16\pi^2 N_{\text{Kl}} R_{\text{Kl}}^3 \kappa_{\lambda_0}} \left(1 - e^{-\kappa_{\lambda_0} R_{\text{Kl}}}\right). \quad (4.13)$$

Im optischen dünnen ( $\tau \ll 1$ ) und optisch dicken ( $\tau \gg 1$ ) Fall folgt hieraus für die Intensität im Zentrum:

$$J_{\lambda_0} = \frac{3L_{\text{Opt/UV}}}{16\pi^2 N_{\text{Kl}} R_{\text{Kl}}^2}, \quad \tau \ll 1, \quad (4.14)$$

$$J_{\lambda_0} = \frac{3L_{\text{Opt/UV}}}{16\pi^2 N_{\text{Kl}} R_{\text{Kl}}^3 \kappa_{\lambda_0}}, \quad \tau \gg 1. \quad (4.15)$$

Die Berechnungen gelten streng nur für den optisch dicken Fall, da andererseits die Streuung bei der Berechnung der Extinktion im optischen Wellenlängenbereich zu berücksichtigen ist. Im Infraroten ist die Streuung wiederum vernachlässigbar. In einer optisch dichten Staubwolke heben sich die Anteile der Streuung gegenseitig auf.

Die Ergebnisse entsprechen den Grenzfällen, die Kozma & Fransson [Kozma92] für die mittlere Intensität der Gammastrahlen im Kern der Supernova angegeben haben. Allgemein kann die Strahlungsintensität der Gammastrahlung mit Hilfe eines Parameters  $D_\gamma$  geschrieben werden als:

$$J_\gamma = \frac{L_\gamma D_\gamma}{16\pi^2 R_{\text{Kern}}^2}. \quad (4.16)$$

In gleicher Weise kann für beliebige optische Tiefen die Intensität innerhalb räumlich isolierter Staubwolken ausgedrückt werden. Im optisch dünnen Fall ( $\tau_\gamma \ll 1$ ) nimmt  $D_\gamma$  von dem Wert 3 in der Mitte auf  $3/2$  am Rand des Kerns ab. Ist das Material optisch dick, bleibt die Intensität nahezu im gesamten Kernbereich konstant mit  $D_\gamma = 3/\tau_\gamma$ . Entsprechend ergibt sich für den gesamten inneren Bereich der optisch dicken Staubwolken eine nahezu konstante Strahlungsintensität  $J_{\lambda_0}$ .

Der Absorptionskoeffizient  $\kappa_{\lambda_0}$  bei der Wellenlänge  $\lambda_0$  des monochromatischen Spektrums folgt aus dem Absorptionsvermögen  $Q_{\text{Abs}}(a, \lambda_0)$  der Staubteilchen der Größe  $a$  und ihrer Teilchenzahldichte  $n(a)$  innerhalb der Wolken:

$$\kappa_{\lambda_0} = \pi a^2 Q_{\text{Abs}}(a, \lambda_0) n(a). \quad (4.17)$$

Die Anzahldichte  $n(a)$  kann mittels der Staubbichte  $\rho$  durch die Gesamtmasse des Staubes innerhalb der Wolken dargestellt werden und man erhält:

$$\kappa_{\lambda_0} = \frac{3M_{\text{Staub}} Q_{\text{Abs}}(a, \lambda_0)}{4a\rho N_{\text{Kl}} V_{\text{Kl}}}. \quad (4.18)$$

Mit Gleichung 4.18 und 4.15 ist die mittlere Intensität innerhalb optisch dicker Staubwolken demnach gegeben durch:

$$4\pi J_{\lambda_0} = \frac{4a\rho L_{\text{Opt/UV}}}{3Q_{\text{Abs}}(a, \lambda) M_{\text{Staub}}}. \quad (4.19)$$

### 4.3.4 Methode zur Bestimmung der Strahlungsintensität

Nach dem Modell soll die gesamte Energie im ultravioletten und optischen Wellenlängenbereich vollständig vom Staub absorbiert und in Form von Infrarotemission abgestrahlt werden. Der integrierte Fluss dieser Strahlung ist daher vorgegeben. Wieviel Energie sich auf jedes einzelne Staubteilchen verteilt, wird durch die Staubmasse bestimmt. Sind Staub und die radioaktiven Zerfallsprodukte homogen miteinander vermischt, ist die Erwärmungsrate für alle  $N_{\text{Staub}}$  Staubteilchen gleich groß und berechnet sich einfach aus  $L_{\text{Opt/UV}}/N_{\text{Staub}}$ . Wird die Staubmenge  $N_{\text{Staub}}$  erhöht, nimmt die Temperatur des Staubes ab und das Emissionsspektrum verschiebt sich zu niedrigen Energien. Umgekehrt lässt sich aus einem Infrarotspektrum schließen, wie groß die Staubmasse sein muss. Bei der Bestimmung gehen die physikalischen, insbesondere die optischen Eigenschaften der Zusammensetzung der Staubteilchen ein. So ist nach den Untersuchungen der Staubemission im interstellaren Medium zu erwarten, dass die Masse wegen des geringen Absorptionsvermögens sehr kleiner Eisenteilchen größer ist als bei Nichtmetallen.

Im Anhang E wird die Energiezufuhr in der Auswurfmasse durch den radioaktiven Zerfall zur Zeit der Beobachtungen mit *ISOCAM* erörtert, die zu diesem Entwicklungsstadium der Supernova auf den Zerfall des langlebigen Elements  $^{44}\text{Ti}$  zurückzuführen ist. Da das Gas der Auswurfmasse optisch dünn gegenüber der Gammastrahlung geworden sein muss, kommen hierfür im Wesentlichen nur Ionisationsverluste schneller, energiereicher Positronen in Frage, die beim radioaktiven Zerfall entstehen können. Insgesamt ergibt sich bei einer Masse  $10^{-4} M_{\odot}$  an  $^{44}\text{Ti}$  3968 Tage nach der Explosion ein Energiegewinn von insgesamt  $L = 1.229 \cdot 10^{29}$  Watt.

Zunächst wird diese Leuchtkraft als obere Grenze behandelt, indem sie vollständig als  $L_{\text{Opt/UV}}$  von den Staubteilchen in Form von optischer bzw. ultravioletter Strahlung von den Staubteilchen absorbiert werden soll<sup>2</sup>. Im Folgenden wird es notwendig sein, einen geringeren Wert der von den Staubteilchen absorbierten Leuchtkraft anzusetzen, um die mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse durch Kondensate erklären zu können (Abschnitt 4.3.6.2).

Mit der Leuchtkraft  $L_{\text{Opt/UV}}$  zur Zeit der Infrarotmessung mit *ISOCAM* ist die mittlere Strahlungsintensität des monochromatischen Spektrums bei einer Staubmasse von  $10^{-4} M_{\odot}$  an Staubteilchen mit Radius  $a$ , Dichte  $\rho = 3.2 \text{ g/cm}^3$  und einem Absorptionsvermögen  $Q_{\text{Abs}}(a, \lambda_0)$  innerhalb der Staubwolken nach Gleichung 4.19 gegeben durch:

$$J_{\lambda_0} = 0.21 \left( \frac{M_{\text{Staub}}}{10^{-4} M_{\odot}} \right)^{-1} \left( \frac{a}{\mu\text{m}} \right) \left( \frac{\rho}{3.2 \text{ g/cm}^3} \right) \frac{1}{Q_{\text{Abs}}(a, \lambda_0)} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ sr}}. \quad (4.20)$$

Um die Masse der einzelnen Staubteilchen ableiten zu können, habe ich für eine Reihe unterschiedlicher Intensitäten  $J_{\lambda_0}$  im Bereich  $10^{-6}$  bis  $100 \text{ W/m}^2/\text{sr}$  nach der im Kapitel 2 erläuterten Methode die theoretischen Spektren berechnet. Da die Leuchtkraft konstant vorgegeben ist, verschiebt sich das Spektrum bei höherer Intensität bzw. geringerer Masse lediglich zu kürzeren Wellenlängen. Im Prinzip könnte die Masse durch den Vergleich der

<sup>2</sup>Da die Masse an bei der Explosion gebildetem  $^{44}\text{Ti}$  nicht genau bekannt ist, kann die Leuchtkraft gleichermaßen auch als Richtwert angesehen werden.

einzelnen Spektren mit allen drei gemessenen Werten abgeleitet werden. Stattdessen habe ich allein zur Vereinfachung den mit dem *LW10*-Filter ermittelten Fluss verwendet. Für die einzelnen Spektren eines Staubteilchens habe ich hierbei zunächst die farbkorrigierten Werte (siehe Abschnitt 3.3.1) des *LW10*-Filters berechnet, um anschließend die notwendige Strahlungsintensität und Masse durch Vergleich mit den theoretischen Flüssen mittels Interpolation zu gewinnen.

Um überprüfen zu können, ob das entsprechende Spektrum die Infrarotmessungen erklärt, habe ich aus den Flüssen der drei Filter die Verhältnisse  $I_{LW10}/I_{LW3}$  und  $I_{LW2}/I_{LW10}$  gebildet. Da die Spektren sich im Bereich der Filter zum Teil stark ändern, habe ich hierfür wiederum jeweils eine Farbkorrektur der einzelnen Flüsse durchgeführt.

### 4.3.5 Gültigkeitsbereich der Lösungen

Ist die Masse des Staubes bekannt, kann anschließend festgestellt werden, ob die Voraussetzungen der Berechnungen erfüllt sind, die Emission im Infraroten also optisch dünn, diejenige im Optischen oder Ultravioletten optisch dick ist.

Der Staub befinde sich in räumlich getrennten Staubwolken und fülle insgesamt einen Volumenanteil  $f_{\text{Staub}} = N_{\text{Kl}} V_{\text{Kl}} / V_{\text{Kern}}$  des Kernvolumens  $V_{\text{Kern}} = \frac{4}{3}\pi R_{\text{Kern}}^3$  aus. Hierbei ist der Kernradius  $R_{\text{Kern}}$  durch die homologe Expansion mit der Geschwindigkeit 2000 km/s [Kozma98a] vorgegeben.  $N_{\text{Kl}}$  bezeichnet wie zuvor die Anzahl der Staubwolken gleichen Volumens,  $V_{\text{Kl}} = \frac{4}{3}\pi R_{\text{Kl}}^3$ . Der Einfachheit halber wird die Extinktion allein durch die Absorption an den kleinen Staubteilchen hervorgerufen. Während die Streuung im Infraroten vernachlässigbar ist, können die hier ermittelten Werte der optischen Tiefe für den optischen oder ultravioletten Wellenlängenbereich etwas zu niedrig sein.

Um die optische Tiefe innerhalb der Wolken abzuschätzen, sei als charakteristische Länge der Radius der Staubwolken gewählt. Insgesamt lässt sich unter den genannten Annahmen die optische Tiefe in den Staubwolken durch ihre Anzahl  $N_{\text{Kl}}$  und ihres Volumenanteils  $f_{\text{Staub}}$  vom Kernbereich darstellen:

$$\tau_{\lambda} = \pi a^2 n(a) Q_{\text{Abs}}(a, \lambda) R_{\text{Kl}} = \tau_{\lambda}^{\text{hom}} N_{\text{Kl}}^{-1/3} f_{\text{Staub}}^{-2/3}, \quad (4.21)$$

wobei  $\tau_{\lambda}^{\text{hom}}$  gegeben ist durch

$$\tau_{\lambda}^{\text{hom}} = \frac{9M_{\text{Staub}}}{16\pi a\rho} Q_{\text{Abs}}(a, \lambda) R_{\text{Kern}}^{-2} \quad (4.22)$$

und die optische Tiefe für den Fall bezeichnet, dass der Staub homogen im gesamten Kernbereich verteilt ist.  $\rho$  bezeichnet wie zuvor die Dichte eines Staubteilchens.

Die Größen  $f_{\text{Staub}}$  und  $N_{\text{Kl}}$  müssen so gewählt werden können, dass die Bedingung

$$\tau_{\text{Opt/UV}} \gg 1 \gg \tau_{\text{IR}} \quad (4.23)$$

erfüllt ist. Mit Hilfe der optischen Tiefen für homogen verteilten Staub folgt hieraus:

$$\tau_{\text{Opt/UV}}^{\text{hom}} \gg f_{\text{Staub}}^{2/3} N^{1/3} \gg \tau_{\text{IR}}^{\text{hom}}. \quad (4.24)$$

Der Ausdruck in der Mitte entspricht (multipliziert mit  $3/4$ ) der optischen Tiefe im Kernbereich der Supernova gegenüber den optisch dicken Staubwolken. Dies kann leicht eingesehen werden, wenn die Wolken wie große Staubteilchen mit Radius  $R_{\text{KI}}$  und einem Emissionsvermögen  $Q = 1$  betrachtet werden. Die optische Tiefe ist bei der Anzahldichte  $n_{\text{KI}} = 3N_{\text{KI}}/4\pi R_{\text{Kern}}^3$  der Staubwolken im Kernbereich gegeben durch:

$$\tau_{\text{Kern}} = \pi R_{\text{KI}}^2 n_{\text{KI}} R_{\text{Kern}} = \frac{3}{4} N_{\text{KI}}^{1/3} f_{\text{Staub}}^{2/3}. \quad (4.25)$$

Ist dieser Wert größer als eins, wird die Emission nicht durch die Staubwolken, sondern durch den gesamten Kernbereich bestimmt. Physikalisch sinnvoll im Rahmen des Modells einzelner Staubwolken sind daher nur Werte, bei denen der Kern, so wie es frühere Messungen der Staubemission vermuten lassen, optisch dünn im Infraroten bezüglich der Staubwolken ist.

Nimmt man für die Staubteilchen eine homogene Verteilung an, so müssen die Staubwolken, wie im Anhang D gezeigt, nach früheren Infrarotbeobachtungen mit dem *KAO* [Wooden97] zu einer optischen Tiefe  $\tau_{\text{Kern}} \approx 0.5$  geführt haben. Da die Anzahl  $N_{\text{KI}}$  der Staubwolken, sowie der Volumenanteil  $f_{\text{Staub}}$  der Staubwolken, sich bei der homologen Expansion nicht ändern sollte, müsste dieser Wert bis zur Messung mit *ISOCAM* im Wesentlichen gleich geblieben sein.

Um zu überprüfen, ob die gemessene Emission nach dem Modell der Kondensate für die unterschiedlichen Staubteilchen optisch dünn gewesen sein kann, wird die optische Tiefe bei der Wellenlänge von  $10 \mu\text{m}$  betrachtet. Die Wellenlänge im optischen bzw. ultravioletten Wellenlängenbereich ist durch die Wahl des monochromatischen Spektrums mit einer Strahlung bei  $1000 \text{ \AA}$  oder  $3000 \text{ \AA}$  vorgegeben.

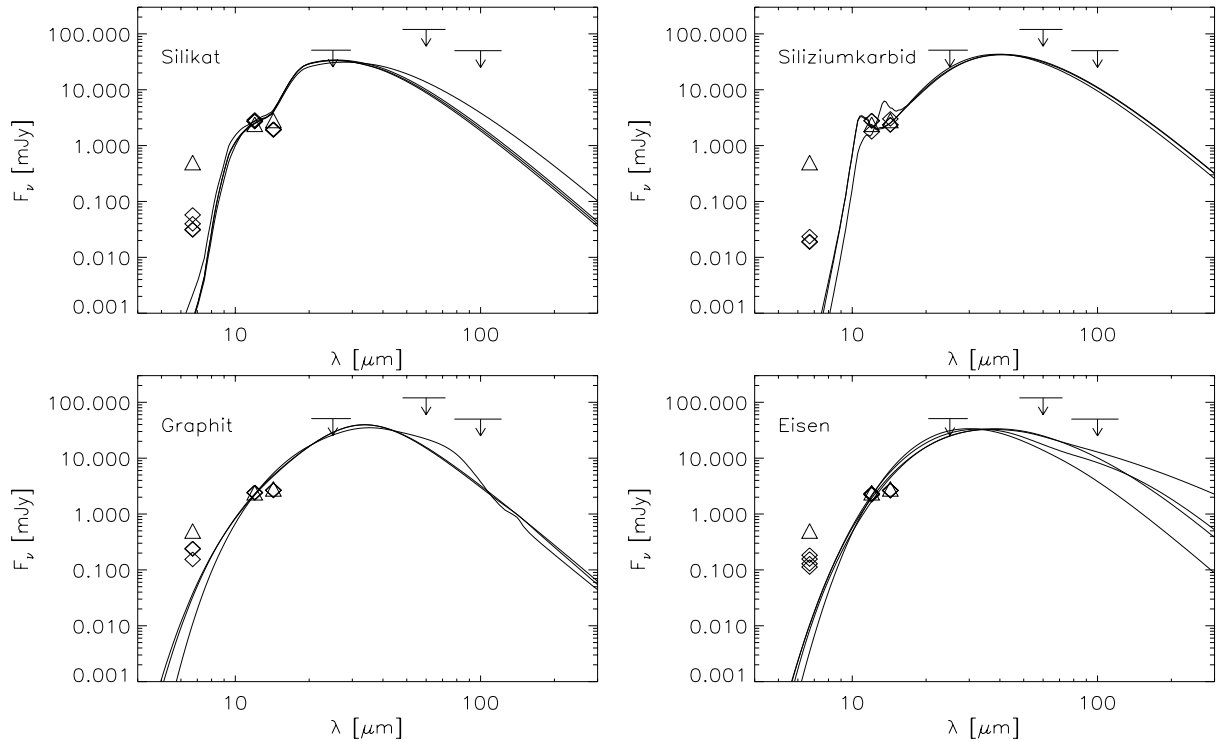
### 4.3.6 Ergebnisse für die Kondensate

Insgesamt habe ich zwei unterschiedliche Fälle der Infrarotemission von in der Supernova gebildeten Kondensaten untersucht. Zunächst habe ich die Masse an  $^{44}\text{Ti}$  mit  $10^{-4} M_{\odot}$  fest vorgegeben, wobei die gesamte Energie des radioaktiven Zerfalls, die an die Auswurfmasse der Supernova abgegeben wird, die Staubteilchen aufheizen und im Infraroten wieder abgestrahlt werden soll. Im Folgenden werden die Ergebnisse dieser Rechnungen dem Modell I zugeordnet. Im Modell II wird die Leuchtkraft so gewählt, dass eine bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Daten erzielt werden kann. Hierbei wird zur Vereinfachung für alle Staubteilchengrößen einer Komposition jeweils die gleiche Gesamtleuchtkraft angenommen.

#### 4.3.6.1 Ergebnisse Modell I

Die in Abbildung 4.2 dargestellten theoretischen Spektren einzelner Staubteilchen zeigen gegenüber den gemessenen Flüssen einen zu steilen Verlauf, was auch anhand der aus den theoretischen Spektren abgeleiteten Farbwerte der Filter in Abbildung 4.5 entnommen werden kann. Wie in den Abbildungen der theoretischen Spektren zu erkennen ist, weisen

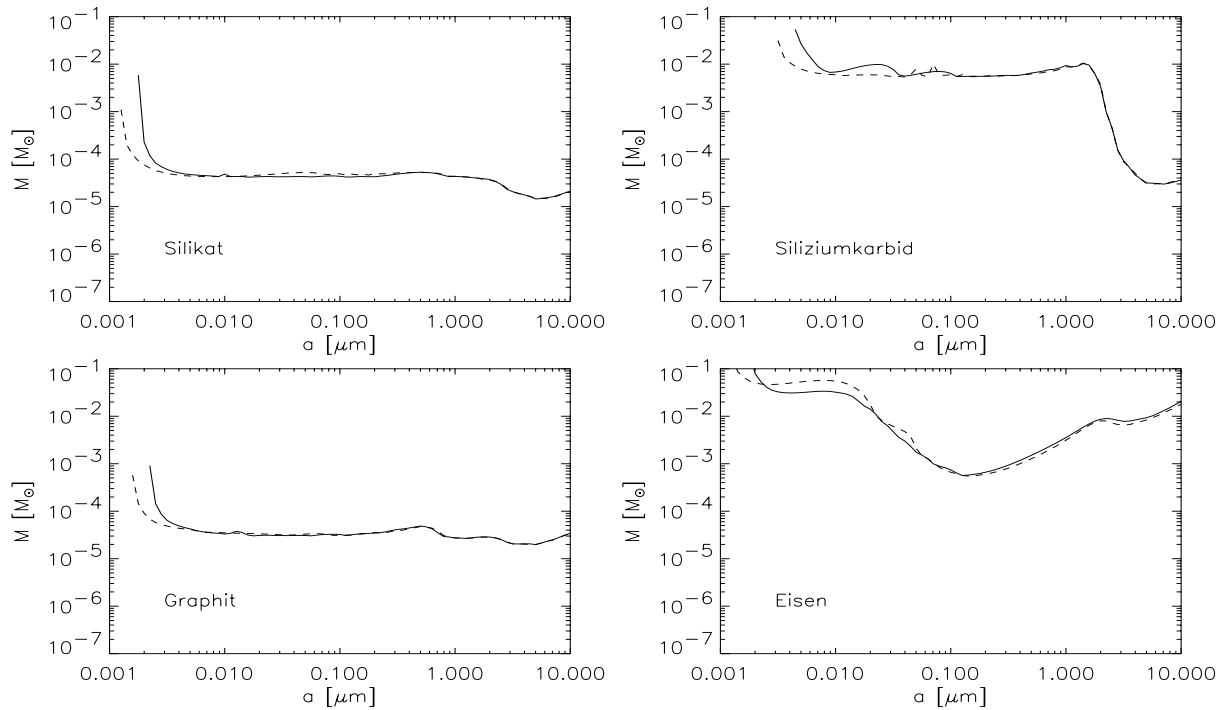
die Flüsse bei  $6.7\mu\text{m}$  eine starke Farbkorrektur auf, die bei Siliziumkarbid zu einem um mehr als eine Größenordnung niedrigeren Fluss führt. Die Farbwerte der theoretischen Spektren weichen deutlich von den gemessenen Farbwerten ab.



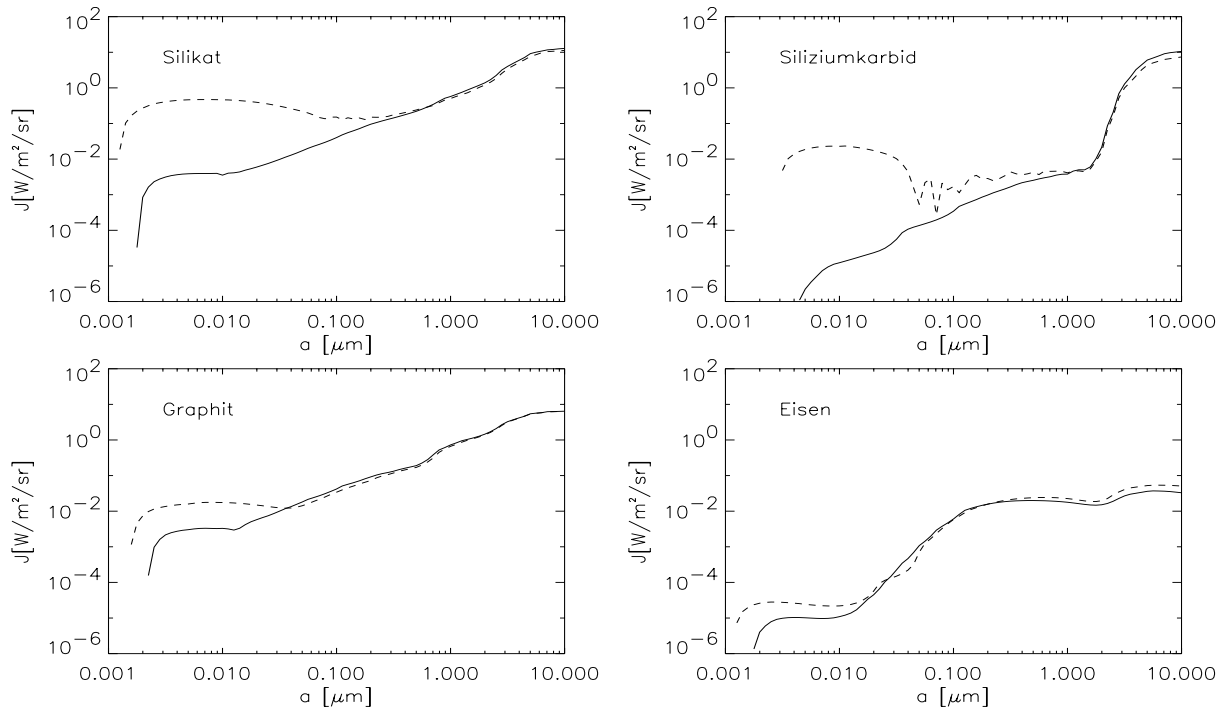
**Abbildung 4.2:** Theoretische Spektren von Staubteilchen mit Radien der Größe  $0.002$  (wo möglich),  $0.01$ ,  $0.1$  und  $1. \mu\text{m}$  im Modell I bei einem monochromatischen Spektrum mit  $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ . Gezeigt sind die mit ISOCAM gemessenen und farbkorrigierten Flüsse (Dreiecke und Karos) sowie die aus den Messungen mit ISOPHOT abgeleiteten  $3\sigma$ -Grenzwerte.

Die Differenz in den Farbwerten kann nicht durch Fehler in den Messwerten erklärt werden. So sind die Farbwerte bezüglich des *LW2*- und des *LW10*-Filters auf  $\sim 26\%$  und diejenigen des *LW10*- und *LW3*-Filters auf  $\sim 7\%$  genau.

Die Staubmassen der einzelnen Staubteilchen sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Es ist zu beobachten, dass sich bei den Staubteilchen aus Silikat und Graphit ab  $\sim 0.004 \mu\text{m}$  nahezu unabhängig von der Staubgröße die gleiche Staubmasse ergibt. Dies hängt damit zusammen, dass die Erwärmungsrate wie die Kühlung der Staubteilchen mit der gleichen Potenz zur Staubgröße ansteigen. Im Fall von Silikat oder Graphit liegt das Plateau bei  $\sim 5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$  und  $\sim 3 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ . Ein ähnlicher Verlauf kann bis zu einer Größe von  $\sim 2 \mu\text{m}$  auch im Fall von Staubteilchen aus Siliziumkarbid festgestellt werden. Da Siliziumkarbid gegenüber Silikat oder Graphit ein schlechteres Emissionsvermögen aufweist, würden die Staubteilchen aus Siliziumkarbid bei gleicher Strahlungsintensität bzw. Erwärmungsrate entsprechend heißer. Um den mit *ISOCAM* ermittelten Fluss erklären zu können, ist demzufolge eine niedrigere Strahlungsintensität notwendig, die im optisch dichten Medium durch eine erhöhte Masse erreicht werden kann.

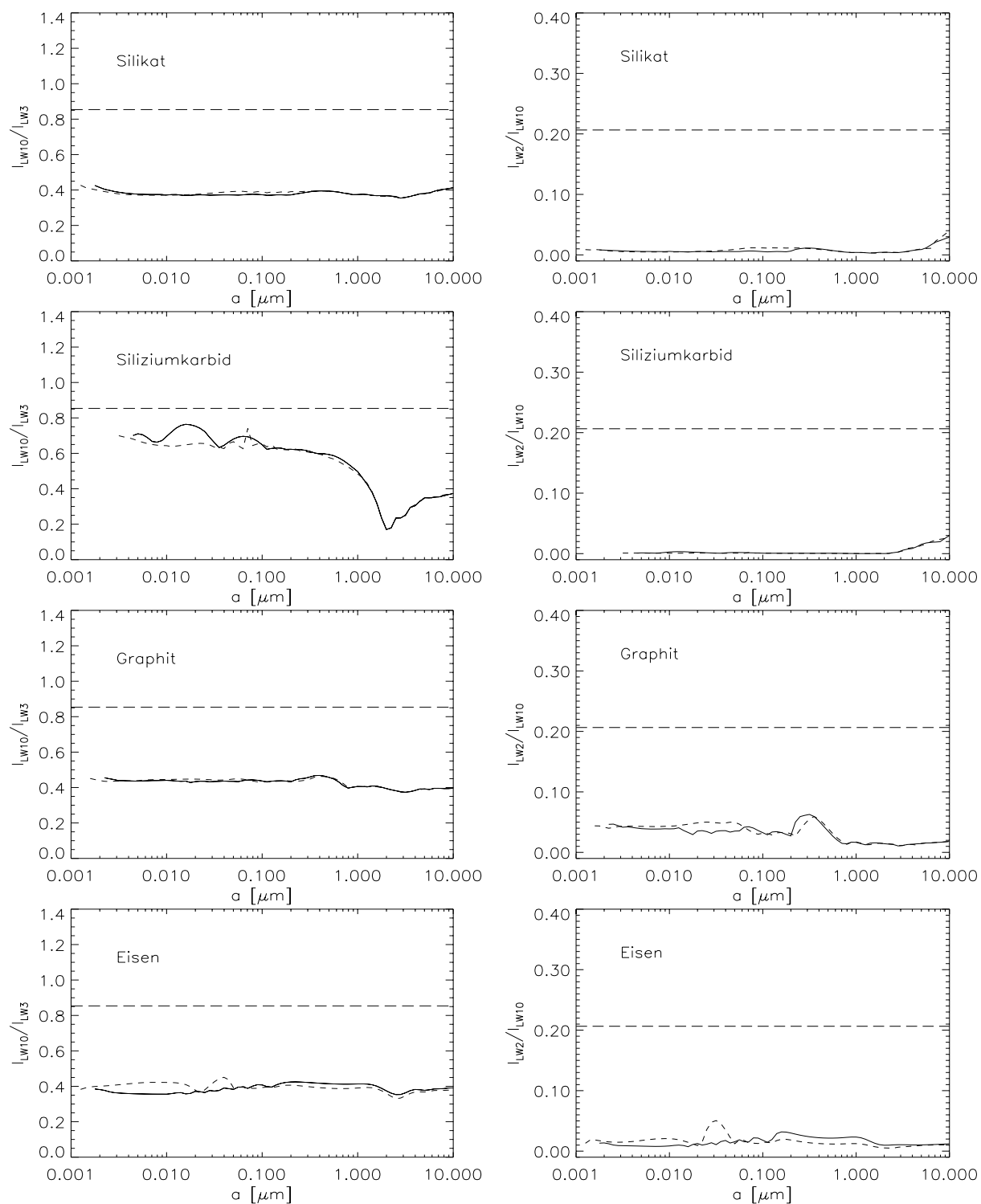


**Abbildung 4.3:** Staubmassen der Kondensate nach Modell I im Falle einer monochromatischen Strahlung bei 1000 Å und 3000 Å (durchgezogene und gestrichelte Linien) innerhalb der Staubwolken.

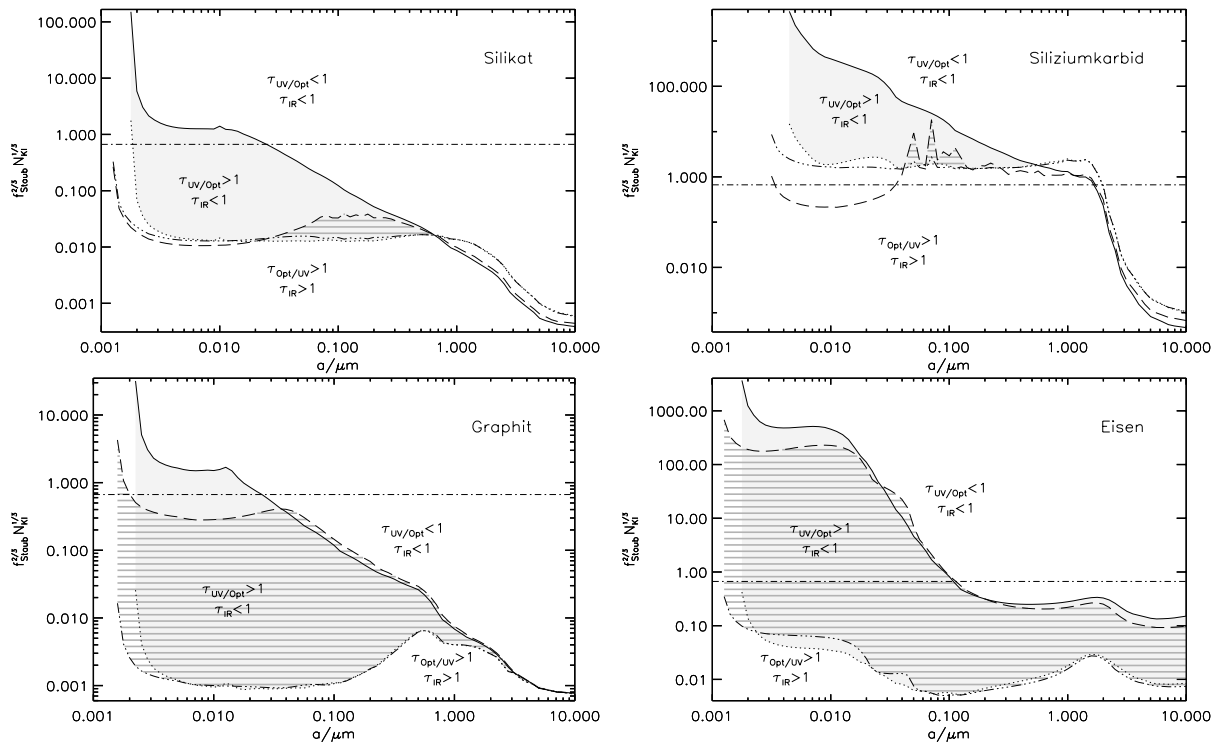


**Abbildung 4.4:** Ermittelte Strahlungsintensität der monochromatischen Strahlung bei 1000 Å und 3000 Å (durchgezogene und gestrichelte Linien) innerhalb der Staubwolken nach Modell I.





**Abbildung 4.5:** Aus den theoretischen Spektren ermittelte Farbwerte der farbkorrigierten Flüsse der ISOCAM-Filter im Modell I. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien gelten im Fall einer monochromatischen Strahlung bei  $1000 \text{ \AA}$  bzw.  $3000 \text{ \AA}$ . Die gestrichelte waagerechte Linie gibt den gemessenen Farbwert an.



**Abbildung 4.6:** Bereiche im Modell I, in denen die einfachen Bedingungen 4.24 der optischen Tiefe bezüglich der absorbierten und emittierten Strahlung erfüllt sind. Die graue und schraffierte Fläche entspricht den Berechnungen der angenommenen Wellenlängen  $1000 \text{ \AA}$  und  $3000 \text{ \AA}$  der absorbierten monochromatischen Strahlung. Nach oben und unten sind die beiden Bereiche durch die optische Tiefe der absorbierten (durchgezogene bzw. gestrichelte Linien) und emittierten Strahlung (gepunktete bzw. gepunktete und gestrichelte Linien) im Fall homogen verteilten Staubes begrenzt. Die waagerechte Linie entspricht einer optischen Tiefe  $\tau = 0.5$  im Kernbereich des Supernovaüberrestes bezüglich der Staubwolken.

Wie schon bei der Behandlung von Staubteilchen, die nur dem interstellaren Strahlungsfeld ausgesetzt sind, gezeigt wurde (Kapitel 2), weisen kugelförmige Eisenteilchen eine stark von ihrer Größe abhängige Temperatur auf. Dies erklärt andererseits, warum für verschieden große Eisenteilchen sehr unterschiedliche Massen abgeleitet werden.

Der Verlauf der ermittelten Werte der Masse und der Intensität der kleinsten Staubteilchen ergibt sich aus ihrem Temperaturverhalten, worauf in Abschnitt 2.3 eingehender eingegangen wurde. Bedingt durch ihre geringe thermische Energie werden sie auf hohe Temperaturen nach der Absorption eines energiereichen Photons aufgeheizt und emittieren dementsprechend bei vergleichsweise kurzen Wellenlängen. Dies führt dazu, dass ihr Spektrum unabhängig von der Strahlungsintensität oberhalb des mit dem *LW10*-Filter bei  $12 \mu\text{m}$  ermittelten Flusses liegt. Bei geringerer Photonenenergie zeigen die Staubteilchen, da sie weniger stark aufgeheizt werden, eine weniger extreme Temperaturschwankung, so dass sie bei etwas längeren Wellenlängen emittieren können. Demzufolge bricht die

Berechnung der Masse im Fall der monochromatischen Strahlung bei  $3000 \text{ \AA}$  gegenüber derjenigen bei  $1000 \text{ \AA}$  bei kleineren Staubteilchen ab. Bei größeren Staubteilchen hat die Wellenlänge der monochromatischen Strahlung keinen Einfluss auf die Masse der Staubteilchen (Abbildung 4.3). Da jedoch das Absorptionsvermögen kleiner Staubteilchen zu längeren Wellenlängen abnimmt, wird eine höhere Strahlung zur Erwärmung der Staubteilchen benötigt (Abbildung 4.4).

In der Abbildung 4.6 ist dargestellt, ob es für die einzelnen Staubteilchen möglich ist, die Bedingungen der Modellrechnungen zu erfüllen, so dass die absorbierte Strahlung und die emittierte Strahlung optisch dicht bzw. dünn gewesen sein kann. Zunächst ergibt sich daraus, dass die Staubteilchen, mit Ausnahme der Eisenteilchen, kleiner als  $1 \mu\text{m}$  sein müssen. Wegen des Temperaturverhaltens kleinster Staubteilchen sollten nach diesen Modellrechnungen die Staubteilchen andererseits Radien von mehr als  $10 \text{ \AA}$  aufweisen.

Desweiteren wird bei niedrigerer Photonenenergie im Fall von Staubteilchen aus Silikat und Siliziumkarbid der Bereich, in dem die Randbedingungen erfüllt werden können, deutlich kleiner. Dies hängt damit zusammen, dass die optische Tiefe der Emission in einem Bereich höheren Absorptionsvermögens dieser Staubteilchen berechnet wird (siehe auch Abbildung 2.9). Andererseits fällt das Absorptionsvermögen im Optischen zu größeren Wellenlängen im Fall kleiner Staubteilchen stark ab, so dass bei noch geringerer Photonenenergie das Modell der Kondensate für Silikat oder Siliziumkarbid nicht mehr haltbar wäre.

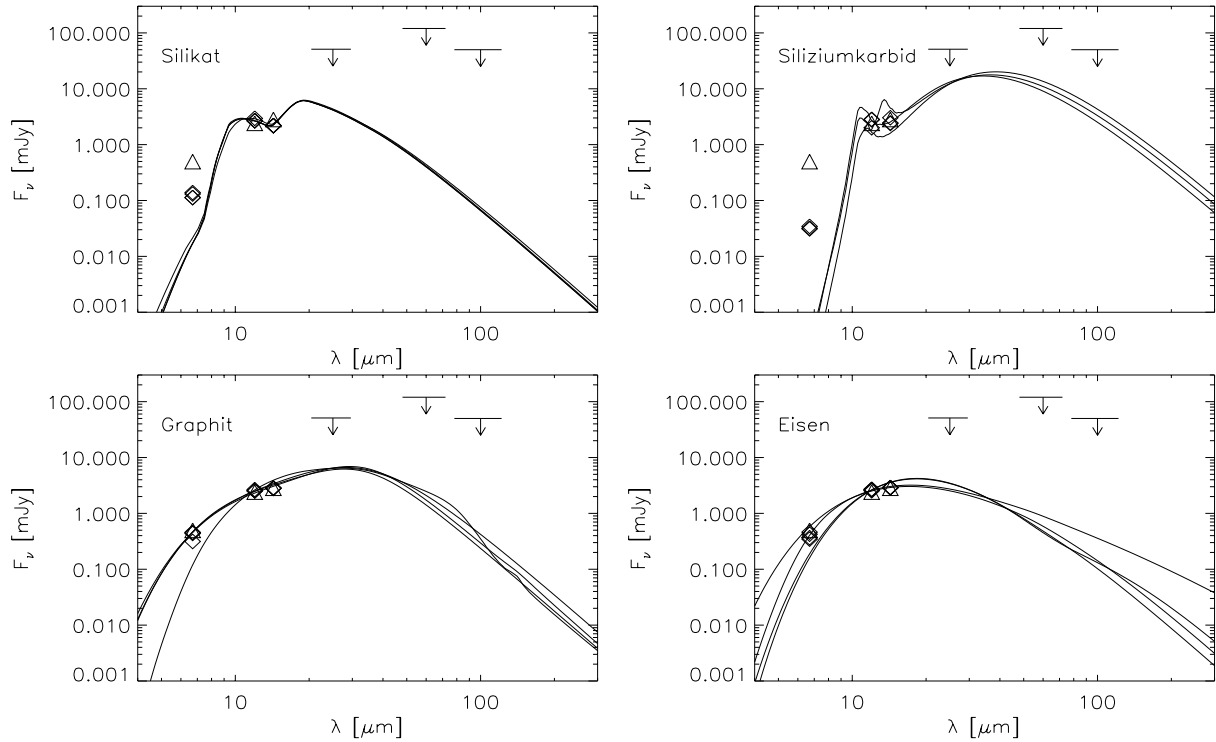
Da die möglichen Werte von  $f_{\text{Staub}}^{2/3} N^{1/3}$  im Fall von Siliziumkarbid in einem Bereich liegen, in dem der Kernbereich des Supernovaüberrestes optisch dicht gegenüber den Staubwolken wird, ist es nicht sehr wahrscheinlich, dass nach dem Modell I Siliziumkarbid zur gemessenen Emission geführt hat.

Allein aus der Betrachtung der optischen Tiefe käme im Rahmen des Modells der Kondensate Eisen, Graphit oder Silikat in Betracht. Im Fall kleiner Staubteilchen können die Werte  $f_{\text{Staub}}$  und  $N_{\text{KI}}$  sogar so gewählt werden, dass sie mit den Ergebnissen der Infrarotbeobachtungen übereinstimmen, sofern diese durch homogen verteilte Staubwolken gleicher Größe interpretiert werden. Im Fall von Staubteilchen aus Graphit (mit einer Größe von mehr als  $a = 20 \text{ \AA}$ ) oder Silikat gilt dies jedoch nur für hochenergetische Photonen.

Hingegen kann dieses Modell nicht die ermittelten Farbwerte zwischen dem *LW3*- und dem *LW10*-Filter wiedergeben. Eine mögliche Erklärung im Rahmen des Modells der Kondensate wäre, dass die Gesamtleuchtkraft der Staubteilchen niedriger als der angenommene Wert ist. Dies könnte damit zusammenhängen, dass die Masse an gebildetem  $^{44}\text{Ti}$  geringer ist, ein größerer Teil der Energie vom Gas außerhalb der Staubwolken oder in Infrarotlinien ( $26 \mu\text{m}$ -Linie des FeII) emittiert wird.

#### 4.3.6.2 Ergebnisse Modell II

Um eine bessere Übereinstimmung der theoretischen Spektren mit den gemessenen Werten zu erreichen, habe ich gegenüber der vorigen Modellrechnung eine verringerte Leuchtkraft zur Erwärmung der Staubteilchen verwendet, was gleichermaßen eine Absenkung der Ge-



**Abbildung 4.7:** Theoretische Spektren von Staubteilchen mit Radien der Größe 0.002 (wo möglich), 0.01, 0.1 und 1.  $\mu\text{m}$  bei abgesenkter Leuchtkraft (Modell II) (Silikat: 0.23, Siliziumkarbid: 0.5, Graphit: 0.3, Eisen: 0.21). Die Wellenlänge des monochromatischen Spektrums beträgt  $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ . Die Darstellung entspricht derjenigen von Abbildung 4.2. Gezeigt sind die mit ISOCAM gemessenen und jeweils farbkorrigierten Flüsse (Dreiecke und Karos). Die  $3\sigma$ -Grenzwerte sind Ergebnisse der Messungen mit ISOPHOT.

samtleuchtkraft der Staubteilchen bewirkt. Für Silikat, Graphit, Siliziumkarbid und Eisen habe ich einen Anteil von 23%, 30%, 50% und 21% der gesamten Energieerzeugungsrates angenommen, die durch den radioaktiven Zerfall einer Masse von  $10^{-4} M_\odot$  an  $^{44}\text{Ti}$  zur Verfügung stehen würde. Diese Werte entsprechen in etwa den geringst möglichen Leuchtkräften, um anhand des ermittelten Flusses bei 12  $\mu\text{m}$  die jeweilige Staubmasse abzuleiten, da die Spektren ansonsten zu niedrig liegen würden.

Wie der Abbildung 4.7 zu entnehmen ist, geben die gezeigten Spektren einzelner Staubteilchen die mit ISOCAM ermittelten Flüsse deutlich besser wieder als im Modell I. Dies zeigt sich auch in den aus den theoretischen Spektren abgeleiteten Farbwerten in Abbildung 4.10. Im Fall von Silikat und Siliziumkarbid weist der Fluss bei 6.7  $\mu\text{m}$  zwar gegenüber der ersten Modellrechnung eine geringere, aber dennoch starke Korrektur auf. Selbst diese korrigierten Flüsse liegen weit oberhalb der theoretischen Werte einzelner Spektren, so dass die aus den Filtern LW2 und LW10 abgeleiteten Farbwerte wiederum deutlich von den gemessenen Werten abweichen. Andererseits geben die für den LW3- und LW10-Filter abgeleiteten Farbwerte im Fall von Silikat den gemessenen Wert bis zu einer Staubgröße von  $a \approx 1 \mu\text{m}$  nahezu perfekt wieder. Dies gilt ebenfalls, bis auf die kleinsten

Staubteilchen, für die bei der gewählten Leuchtkraft kein Wert ermittelt werden konnte, für Staubteilchen aus Siliziumkarbid. Anhand der Farbwerte erscheint es insgesamt am wahrscheinlichsten, dass es sich bei den gemessenen Flüssen um Emission von Staubteilchen aus Graphit oder Eisen handelt, da diese Staubteilchen beide Farbwerte erklären können.

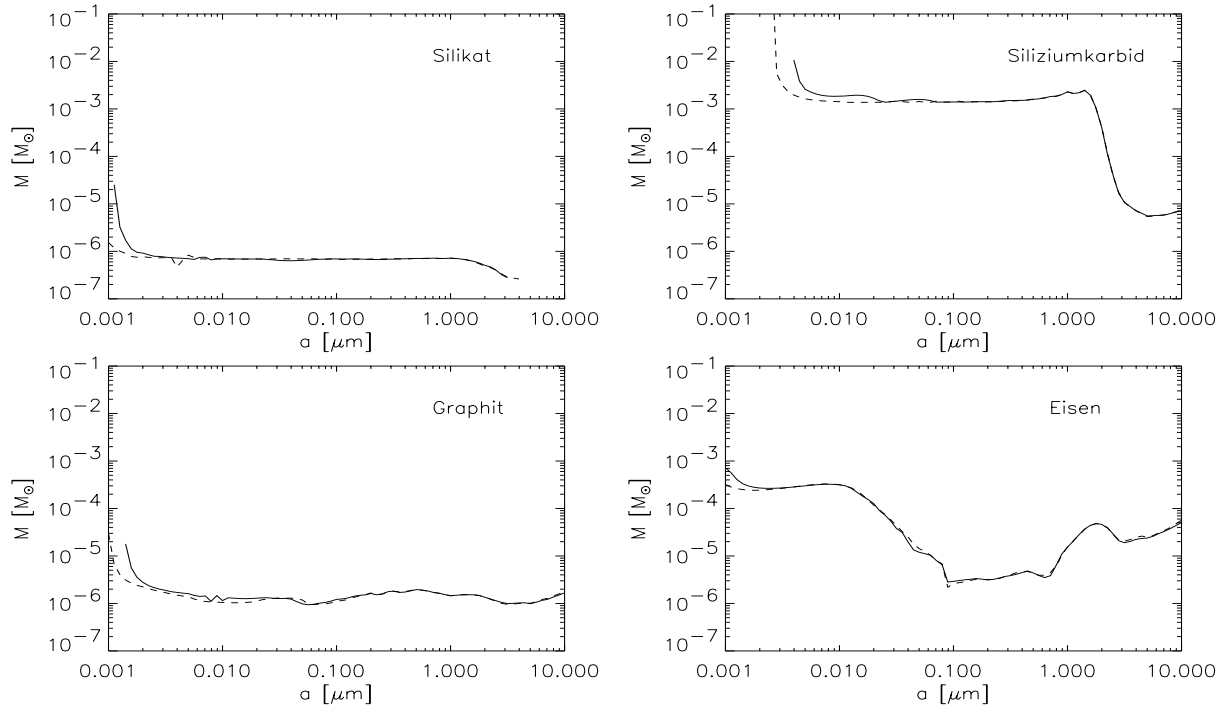
Da die Staubteilchen gegenüber Modell I eine höhere Temperatur besitzen müssen, um den Fluss bei  $12\ \mu\text{m}$  erzeugen zu können, muss die Erwärmungsrate der Staubteilchen und demzufolge auch die Strahlungsintensität in den Wolken größer sein (Abbildung 4.9). Dies entspricht andererseits einer deutlich geringeren Masse als im Modell I (Abbildung 4.8). Demnach wäre innerhalb der Supernova im Fall von Staubteilchen mit  $a > 20\ \text{\AA}$  aus Graphit oder Silikat nur eine Masse von  $\sim 10^{-6} M_{\odot}$  auskondensiert. Im Fall von Siliziumkarbid ergibt sich für die Staubteilchen im Bereich ab  $a \sim 60\ \text{\AA}$  bis  $a \sim 1\ \mu\text{m}$  eine Masse von  $\sim 2 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ . Die Masse an kondensiertem Eisen hängt wie zuvor sehr stark von der Größe der Teilchen ab, beträgt aber für alle Eisenteilchen weniger als  $10^{-3} M_{\odot}$ . Demnach dürfte die Kondensation innerhalb der gesättigten Gasphase nicht sehr effektiv verlaufen sein, da die Werte zum Teil um Größenordnungen unterhalb der theoretisch möglichen Staubmassen liegen.

Wegen der geringeren Staubmassen im Vergleich zu Modell I ergeben sich kleinere Werte der optischen Tiefen homogen verteilten Staubes innerhalb des Kernbereiches des Supernovaüberrestes. Demzufolge verschieben sich die Bereiche, in denen die Nebenbedingungen der Modellrechnungen erfüllt werden können, zu niedrigeren Werten von  $f_{\text{Staub}}^{2/3} N_{\text{Kl}}^{1/3}$  (Abbildung 4.11). Im Fall von Staubteilchen aus Siliziumkarbid wäre es dadurch im Gegensatz zu den Ergebnissen von Modell I bei bestimmten Staubgrößen möglich, die Anzahl der Staubwolken und den Volumenanteil so zu wählen, dass der Kernbereich optisch dünn bezüglich der Staubwolken ist oder die optische Tiefe im Kernbereich bezüglich der Staubwolken mit der aus Infrarotbeobachtungen abgeleiteten optischen Tiefe  $\tau \approx 0.5$  übereinstimmt.

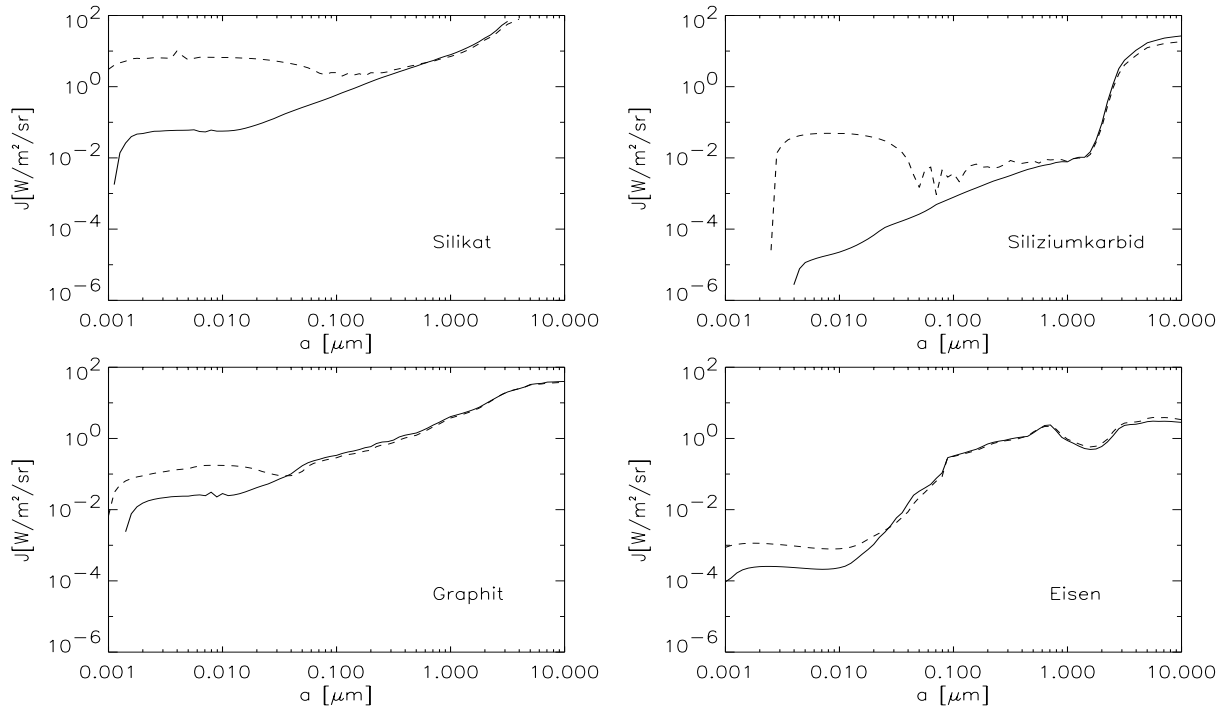
Besteht der Staub hingegen aus Silikatteilchen, wäre ein um mehr als eine Größenordnung niedrigerer Wert der optischen Tiefe im Kernbereich wahrscheinlicher. Höhere Werte ergeben sich allein durch das Temperaturverhalten sehr kleiner Staubteilchen im Fall vorrangig hochenergetischer Photonen mit  $\lambda < 1000\ \text{\AA}$ . Ein ähnliches Ergebnis der optischen Tiefe im Kernbereich der Supernova erhält man, wenn angenommen wird, dass es sich bei den Kondensaten um Graphitteilchen handelt. Verträglich mit den Infrarotbeobachtungen wäre dies jedoch nur, wenn die Staubwolken sich nicht mit dem Kernbereich des Supernovaüberrestes homolog ausgedehnt hätten.

Anderenfalls käme außer Siliziumkarbid insbesondere Eisenstaub in Betracht. Die Lösungen in diesem Fall sind auf kleine Eisenteilchen mit Radien von weniger als  $\sim 300\ \text{\AA}$  beschränkt und die mittlere Photonenenergie dürfte nicht wesentlich weniger als  $E_{\text{ph}} = hc/\lambda \approx 4.1\ \text{eV}$  betragen.

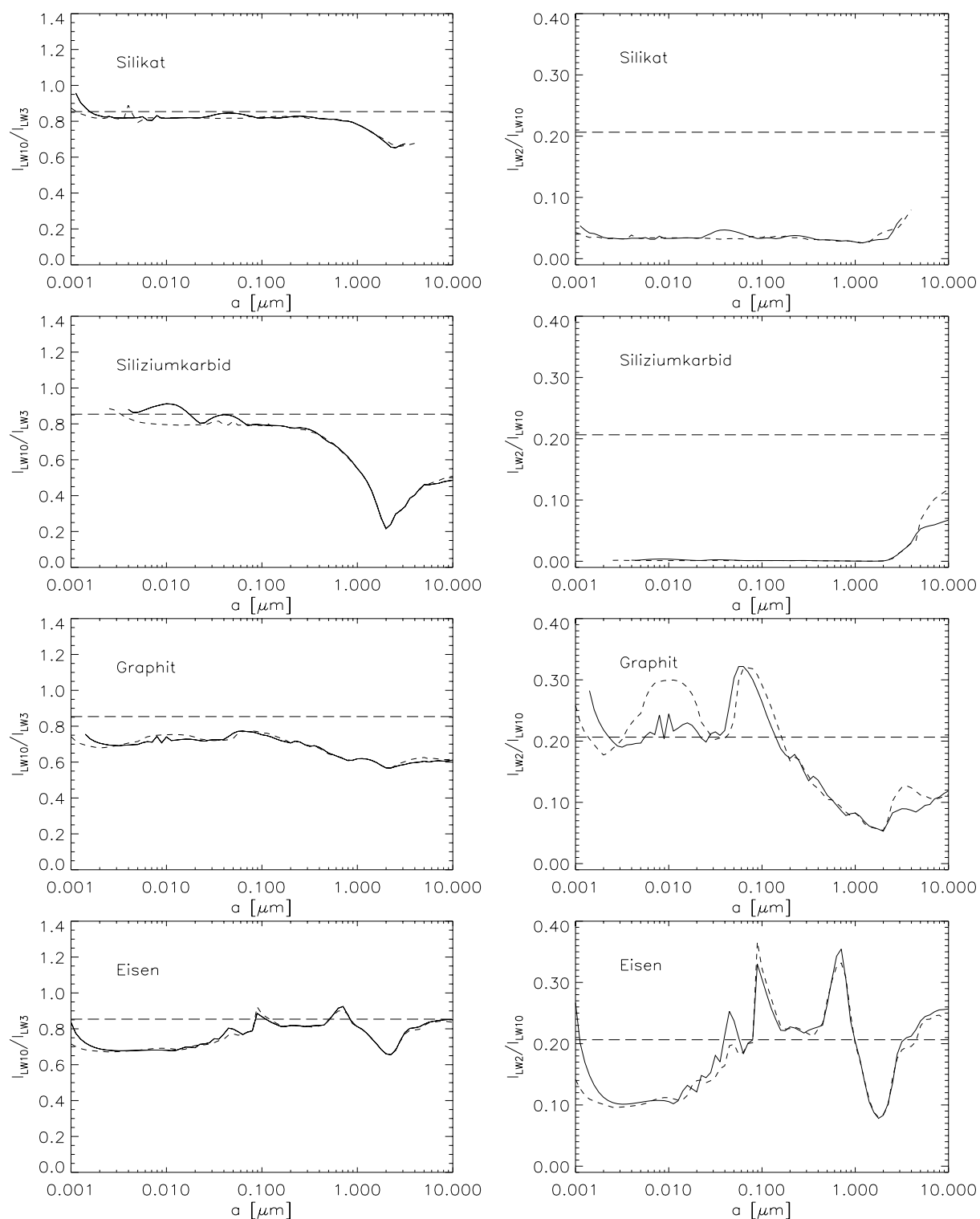
Gegenüber der ersten Modellrechnung sind die für die kleinsten Staubteilchen ermittelten Werte weniger stark durch Temperaturschwankungen beeinflusst, so dass für kleinere Staubteilchen eine Masse ermittelt werden kann. Bei Eisen ist dies sogar für alle Teilchen möglich.



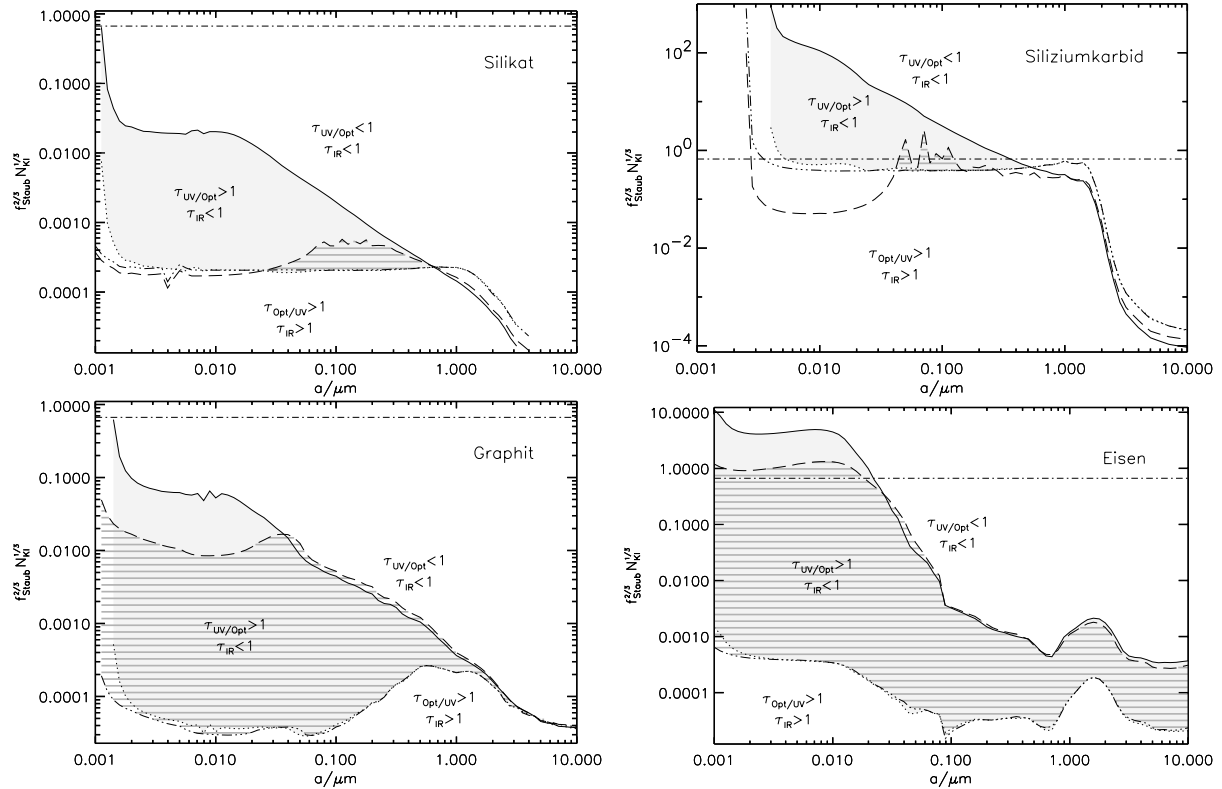
**Abbildung 4.8:** Aus den Spektren im Fall verringerter Leuchtkraft (Modell II) ermittelte Staubmassen der Kondensate. Die durchgezogene und gestrichelte Linie entspricht den monochromatischen Spektren mit einer Strahlung bei  $1000 \text{ \AA}$  und  $3000 \text{ \AA}$ .



**Abbildung 4.9:** Ermittelte Strahlungsintensitäten der monochromatischen Spektren bei  $1000 \text{ \AA}$  und  $3000 \text{ \AA}$  (durchgezogene und gestrichelte Linie) im Fall verringerter Leuchtkraft (Modell II).



**Abbildung 4.10:** Aus den theoretischen Spektren abgeleitete Farbwerte der Breitbandfilter (Modell II). Die Werte bezüglich  $1000 \text{ \AA}$  sind mit durchgezogener, diejenigen bezüglich  $3000 \text{ \AA}$  mit gestrichelter Linie dargestellt. Die waagerechte Linie kennzeichnet den gemessenen Wert. Die Abbildung entspricht Darstellung 4.5.



**Abbildung 4.11:** Gültige Bereiche für Modell II, in denen die Nebenbedingungen des Modells der Kondensate erfüllt sind. Die Darstellung entspricht der Abbildung 4.6 der Berechnungen des Modells I. Im Vergleich zu vorigen Berechnungen sind die Bereiche zu niedrigeren Werten verschoben. Deutliche Abweichungen zeigen sich bei den kleinsten Staubteilchen, deren Werte weniger stark durch Temperaturschwankungen beeinflusst werden.

### 4.3.7 Diskussion der Ergebnisse

Ich habe demonstriert, dass unter geeigneten Umständen die mit *ISOCAM* gemessene Emission durch in der Supernova gebildeten Kondensate hervorgerufen wurde. Die Untersuchung war hierbei auf sphärische Staubteilchen aus Silikat, Graphit, Siliziumkarbid und Eisen beschränkt. Aufgrund der unterschiedlichen optischen Eigenschaften weichen die Ergebnisse zum Teil erheblich voneinander ab.

#### 4.3.7.1 Die Leuchtkraft der Kondensate

Die von den Staubteilchen emittierte Leuchtkraft wäre demnach geringer, als durch den radioaktiven Zerfall einer Masse an  $^{44}\text{Ti}$  von  $10^{-4} M_{\odot}$  innerhalb des Supernovaüberrestes insgesamt 11 Jahre nach der Explosion zur Verfügung steht. Dies könnte dadurch begründet werden, dass die Energie des radioaktiven Zerfalls in unterschiedlicher Weise im Supernovaüberrest abgegeben wird und zum großen Teil im Infraroten in der  $26 \mu\text{m}$ -Linie des Fe-II emittiert wird. Desweiteren ist zu berücksichtigen, dass die Masse an bei der Explosion gebildeten  $^{44}\text{Ti}$  nicht genau bestimmt werden konnte und demzufolge nicht sehr



Kondensat	Masse in $M_{\odot}$	Staubgröße $a$ in $\mu\text{m}$
Silikat	$\sim 7 \times 10^{-7}$	0.002 - 2.0
Graphit	$\sim 1.5 \times 10^{-6}$	0.002 - 10.0
Siliziumkarbid	$\sim 1.5 \times 10^{-3}$	0.004 - 1.5
Eisen	$\sim 3 \times 10^{-4}$	0.001 - 0.015

**Tabelle 4.1:** Mit Hilfe von Modell II ermittelte Staubmassen für die vier untersuchten Kondensate. Die Werte gelten für Staubteilchen mit Radien im angegebenen Größenintervall, wobei die unteren Grenzen für den Fall eines monochromatischen Spektrums mit  $\lambda = 3000 \text{ \AA}$  abgeleitet wurden. Die Staubmasse hängt deutlich von der betrachteten Staubzusammensetzung ab.

gut bekannt ist, wie groß der Wert der an den Überrest übertragenden Energie nach 11 Jahren ist.

#### 4.3.7.2 Die Masse der Kondensate

Als wesentliches Ergebnis wurde für die untersuchten Staubteilchen die Masse an gebildetem Kondensat ermittelt. Demnach dürfte die Staubbildung in der Supernova nicht sehr effektiv verlaufen sein. So liegen die berechneten Staubmassen allesamt zum Teil um mehrere Größenordnungen unterhalb von  $\sim 3 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ . So ergibt sich für Graphit und Silikat eine Masse von nur  $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ . Die Graphitmasse wäre damit um mehr als zwei Größenordnungen geringer als aus *KAO*-Beobachtungen einer optisch dicken Emission nach 775 Tagen als minimale Masse ( $\sim 10^{-4} M_{\odot}$ ) abgeleitet worden war [Wooden93].

Da bei einer höheren Staubmasse die Erwärmung der Staubteilchen abnehmen würde, geben die ermittelten Staubmassen gewissermaßen obere Grenzwerte an, um die mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse durch Kondensate erklären zu können. Bei einem metallreichen Kernbereich von  $4 M_{\odot}$  hätten sich demnach nur aus weniger als 0.1% des Gases Kondensate gebildet. In diesem Fall käme den Supernovae in der Staubbildung im interstellaren Medium gegenüber früheren Vermutungen (z. B. [Hoyle70], [Dwek80]), wonach  $\sim 10\%$  des metallreichen Gases eines Supernovaüberrestes kondensieren könnten [Hoyle70], eine weitaus geringere Bedeutung zu.

Da hier nur der Staub betrachtet wurde, der homogen mit dem radioaktiven Material vermischt ist, ist es durchaus möglich, dass sich der überwiegende Teil der Staubteilchen außerhalb dieser Staubwolken gebildet hat und dadurch nicht mit *ISOCAM* erfasst werden konnte.

#### 4.3.7.3 Die Zusammensetzung der Kondensate

Damit die Randbedingungen des Modells erfüllt werden können, so dass die Strahlung im Optischen und Ultravioletten nahezu vollständig absorbiert wird, diejenige im Infraroten hingegen weitgehend ungehindert entweicht, müssten die Staubteilchen mit Ausnahme der Eisenteilchen kleiner als  $1 \mu\text{m}$  sein. Ob die kleineren Staubteilchen zu der mit *ISOCAM*

gemessenen Infrarotemission geführt haben, hängt im Fall von Silikat oder Siliziumkarbid zudem von der mittleren Energie der Photonen ab, die bei Staubteilchen von weniger als  $a = 300 \text{ \AA}$  deutlich über  $4.1 \text{ eV}$  liegen müsste.

Wenn sich die Staubwolken mit dem Kern homolog ausgedehnt haben und sich demzufolge die Anzahl der Staubwolken und ihr Volumenanteil im Kernbereich nicht verändert hat, ist es unwahrscheinlich, dass es sich bei den gemessenen Flüssen um Emission von Staubteilchen aus Silikat oder Graphit handelt, da die Leuchtkraft bei früheren Messungen im Infraroten sehr viel geringer hätte sein müssen. Zudem können die Spektren einzelner Staubteilchen aus Silikat wie auch Staubteilchen aus Siliziumkarbid nicht den gemessenen Fluss bei  $6.7 \mu\text{m}$  erklären.

Von den vier Staubkomponenten kommen am ehesten kleine Eisenteilchen in Betracht. Sie würden leicht zu einer optisch dichten Emission im optischen und ultravioletten Wellenbereich führen. Damit die Emission konsistent mit der scheinbaren Ausdehnung der Quelle bei früheren Beobachtungen ist, müsste der Radius dieser Eisenteilchen weniger als  $300 \text{ \AA}$  betragen. Die Masse auskondensierten Eisens liegt bei  $\sim 3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ .

Andererseits ist die optische Tiefe im Infraroten so gering, dass die Infrarotemission dieser Teilchen zuvor nicht optisch dick gewesen sein dürfte, was aber den Ergebnissen früherer Messungen der Infrarotemission mit dem *KAO* [Wooden93] widerspräche.

#### 4.3.7.4 Der Fall einer optisch dicken Staubemission

Obwohl nicht ganz auszuschließen ist, dass Kondensate zur gemessenen Infrarotemission geführt haben, erscheint die Erklärung, wie im folgenden Abschnitt gezeigt werden wird, durch erwärmten zirkumstellaren Staub sehr viel wahrscheinlicher. Die These, dass es sich vermutlich nicht um Emission der Kondensate handelt, wird zusätzlich durch frühere Messungen im Infraroten und bei  $1300 \mu\text{m}$  unterstützt.

So wurde anhand von Messungen bei  $10$  und  $20 \mu\text{m}$  und  $1.3 \text{ mm}$  für eine optisch dicke Emission  $\sim 1300$  Tage nach Ausbruch der Supernova eine Temperatur von ungefähr  $140 \text{ Kelvin}$  ermittelt ([Bouchet91], [Biermann92]). Demgegenüber ergibt sich aus den mit *ISOCAM* nahezu  $4000$  Tage nach der Explosion gemessenen Flüssen mit Hilfe einer modifizierten Planckfunktion  $F(\lambda) \propto B_{\lambda}(T)\lambda^{-\beta}$  mit  $\beta = 2$  eine Temperatur von  $\sim 200 \text{ Kelvin}$  (Abschnitt 3.3.4). Die gleiche Temperatur müssten in dem Modell II die kleinen sphärischen Eisenteilchen aufweisen, da ihr Emissionsverhalten ungefähr umgekehrt proportional zum Quadrat der Wellenlänge verläuft (Abschnitt 2.1.2). Hingegen wäre bei einer homologen Expansion des Supernovaüberrestes und einer Abnahme der Energiezufuhr durch den radioaktiven Zerfall nach  $4000$  Tagen eine weitaus geringere Temperatur zu erwarten.

Desweiteren deuten Radiobeobachtungen darauf hin, dass die Staubemission selbst  $1645$  Tage bis mindestens  $1300 \mu\text{m}$  optisch dick war [Biermann92]. Dann müsste selbst bei homologer Expansion des gesamten metallreichen Kerns die Emission im Wellenlängenbereich der *ISOCAM*-Filter zur Zeit der Messungen  $4000$  Tage nach Ausbruch optisch dick geblieben sein. Es ist dann unwahrscheinlich, dass ein wesentlicher Teil der Energie des radioaktiven Zerfalls im Energiebereich der Filter emittiert wurde.

Für eine optisch dicke Staubemission 1645 Tage nach der Explosion der Supernova bis zu einer Wellenlänge von mindestens  $1300 \mu\text{m}$  wäre die Extinktion der untersuchten sphärischen Staubteilchen viel zu gering und würde eine zu große Staubmasse benötigen. Biermann et al. [Biermann92] vermuteten daher, dass sich das optische Verhalten der Kondensate von dem der Staubteilchen im interstellaren Medium unterscheidet.

Eine mögliche Erklärung der großen Extinktion ist, dass sich bei der Kondensation nicht ausschließlich Kugeln, sondern, was die Kondensate im Supernovaüberrest meines Erachtens auch besser beschreibt, verschiedenste Formen gebildet haben. Im Rahmen des Staubmodells habe ich anhand von Eisen gezeigt, welche dramatische Zunahme damit verbunden ist, wenn statt Metallkugeln nichtsphärische Metallteilchen betrachtet werden (Abschnitt 2.1.4).

Zwar ist gegenüber sphärischen Staubteilchen daher eine weitaus geringere Staubmasse notwendig, damit die Emission bei einer Wellenlänge von  $1300 \mu\text{m}$  1645 Tage nach der Explosion der Supernova optisch dick geblieben ist; jedoch liegt die Masse zum Teil weit oberhalb der Werte, die hier für die Kondensate ermittelt wurden.

Besteht das Kondensat innerhalb der Staubwolken aus unterschiedlich geformten Eisteilchen, deren Absorptionskoeffizient ich mit Hilfe des Modells kontinuierlich verteilter Ellipsoide (CDE) zu  $\kappa_\lambda = 2.5 \cdot 10^4 / \lambda[\mu\text{m}] \text{ cm}^2/\text{g}$  bestimmt habe (Abschnitt 2.1.4), so ergibt sich, um eine optische Tiefe  $\tau = 1$  innerhalb der Staubwolken bei  $1.3 \text{ mm}$  nach 1645 Tagen zu erhalten, nach Gleichung 4.21 (siehe Abschnitt 4.3.5) eine Eisenmasse von  $\sim 0.058 M_\odot$ , wobei die optische Tiefe im metallreichen Kern gegenüber den Staubwolken entsprechend früherer Infrarotmessungen mit  $\tau_{\text{Kern}} = 0.5$  angenommen ist. Einen vergleichbaren Wert erhält man, wenn statt Eisen amorpher Kohlenstoff betrachtet wird. Messungen bis zu  $2 \text{ mm}$  ergeben mit  $Q_{\text{Ext}}(\lambda) \approx 10a[\mu\text{m}]/\lambda[\mu\text{m}]$  [Colangeli95] ebenfalls ein Extinktionsvermögen, das umgekehrt proportional zur Wellenlänge abfällt. Um eine optisch dicke Emission bis mindestens  $1300 \mu\text{m}$  nach 1645 Tagen mit Staubteilchen aus Kohlenstoff zu erzeugen, ist bei einer Dichte  $\rho = 1.87 \text{ g/cm}^3$  dieser Teilchen [Koike80] eine minimale Masse von  $0.036 M_\odot$  notwendig.

Demzufolge beträgt der Anteil der kondensierten Masse an der Gesamtmasse des metallreichen Kerns mindestens  $\sim 1\%$ .

## 4.4 Staub in der stellaren Umgebung der SN 1987A

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die gemessene Infrarotemission auf Staubteilchen zurückgeführt werden kann, die in der Supernova beim Abkühlen der heißen Gase kondensiert sind. Kondensate sind auf den zentralen, metallreichen Bereich der Supernova beschränkt, der sich mit einer ungefähren Geschwindigkeit von 2000 km/s [Kozma98a] homolog ( $r(M) = v(M)t$ ) ausdehnt. Zur Zeit der Beobachtungen mit ISO, 11 Jahre nach Ausbruch der Supernova, dürfte das Gebiet einen Radius von ungefähr  $6.9 \cdot 10^{14}$  m erreicht haben. Dies entspricht nur einem Bruchteil vom Radius  $R_{\text{Ring}} \approx 6 \cdot 10^{15}$  m des inneren Ringes ([Panagia91], [Plait95]), dessen Winkeldurchmesser bei  $1.66'' \pm 0.03$  [Panagia91] liegt. Der Durchmesser des Emissionsgebietes der Kondensate kann daher nicht wesentlich größer als  $\approx 0.18''$  sein.

Der Wert ist offensichtlich nicht mit der Ausdehnung vereinbar, die aus der Messung mit dem LW10-Filter von *ISOCAM* ermittelt wurde, wonach die Halbwertsbreite einer durch eine symmetrische Gaussfunktion simulierten Quelle  $1.49_{-0.24}^{+0.21}$  Bogensekunden (Tabelle 3.5 und Abbildung 3.10) beträgt. Auch wenn die Ergebnisse keinen sicheren Schluss zulassen, so sprechen doch Indizien dafür, dass die Quelle eine Ausdehnung besitzt, die nicht allein durch die Emission von Kondensaten erklärt werden kann. Demnach muss zumindest ein Teil der Infrarotemission aus der näheren Umgebung der Supernova stammen. Unterstützt wird diese These durch die ermittelten Koordinaten der Infrarotemission. Beide Beobachtungen deuten auf einen Bereich im Osten zwischen der Supernova und dem inneren Ring hin (Abbildung 3.14). Da mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann, dass die Infrarotemission auch aus einem Bereich außerhalb des Ringes herrührt, müsste das Gebiet der Infrarotemission dann kleiner sein, als in Abbildung 3.13 dargestellt, wonach die Größe der Quelle mit den Abmessungen des inneren Ringes übereinstimmt. Dies ist angesichts der ermittelten Wahrscheinlichkeitsverteilung der Ausdehnung der Quelle 3.10 durchaus möglich. Demnach weisen sowohl die Ergebnisse der Größe als auch die der Koordinaten der Infrarotemission darauf hin, dass die Emission hauptsächlich aus der Umgebung der Supernova und nicht von der Supernova selbst herrührt.

Wie ich im Folgenden zeigen werde, kann die mit *ISOCAM* gemessene Infrarotstrahlung mit Staubteilchen in der zirkumstellaren Umgebung erklärt werden. Die Emission wird demnach von Staubteilchen hervorgerufen, die sich in einem Bereich relativ hoher Dichte am inneren Rand des zentralen Ringes der SN 1987A befanden, der von der sich in der Umgebung ausbreitenden Stoßwelle erfasst wurde. Zunächst werden Beobachtungen von Phänomenen vorgestellt, die mit der Ausbreitung der expandierenden Auswurfmasse der Supernova sowie mit der durch sie angetriebenen Stoßwelle zusammenhängen und vertiefende Kenntnisse über die Struktur der zirkumstellaren Umgebung vermittelt haben. Insbesondere geben sie auch Anhaltspunkte über möglichen Staub in der zirkumstellaren Umgebung. Anschließend wird die Infrarotemission von Staubteilchen in dem hinter der Stoßwelle komprimierten und aufgeheizten Gas behandelt, wobei anhand des Staubmodells ein für die „Große Magellansche Wolke“ ungewöhnlich niedriges Massenverhältnis von Staub zu Gas ermittelt wird. Daraufhin wird untersucht, inwieweit Verdampfung

während des UV-Blitzes zu Beginn der Lichtkurve der Supernova und Sputtering im komprimierten Gas zu einer merklichen Massenabnahme geführt haben. Es wird gezeigt, dass beide Prozesse die Staubmasse deutlich reduziert haben können und somit eine mögliche Erklärung für die geringe Staubmasse darstellen.

#### 4.4.1 Beobachtungen der zirkumstellaren Umgebung

Das anhand der Infrarotbeobachtungen ermittelte Gebiet liegt in einem Bereich des inneren Ringes, aus dem oder in dessen Nähe in anderen Wellenlängenbereichen eine starke Emission festgestellt werden konnte. Alle diese Phänomene hängen vermutlich mit der Ausbreitung der Hülle des Sterns zusammen, die sich mit Überschallgeschwindigkeit in der zirkumstellaren Umgebung ausbreitet und dadurch eine Stoßwelle antreibt. Hinter der Stoßwelle wird das Gas der Umgebung komprimiert und auf hohe Temperaturen aufgeheizt. Hierdurch wird andererseits das Gas der Hülle mit Überschallgeschwindigkeit abgebremst, woraufhin sich im Gas der expandierenden Hülle ein sogenannter *Reverse Shock* bildet, der sich entgegen der eigentlichen Stoßwelle bewegt.

##### 4.4.1.1 Hochauflösende Beobachtungen im Optischen

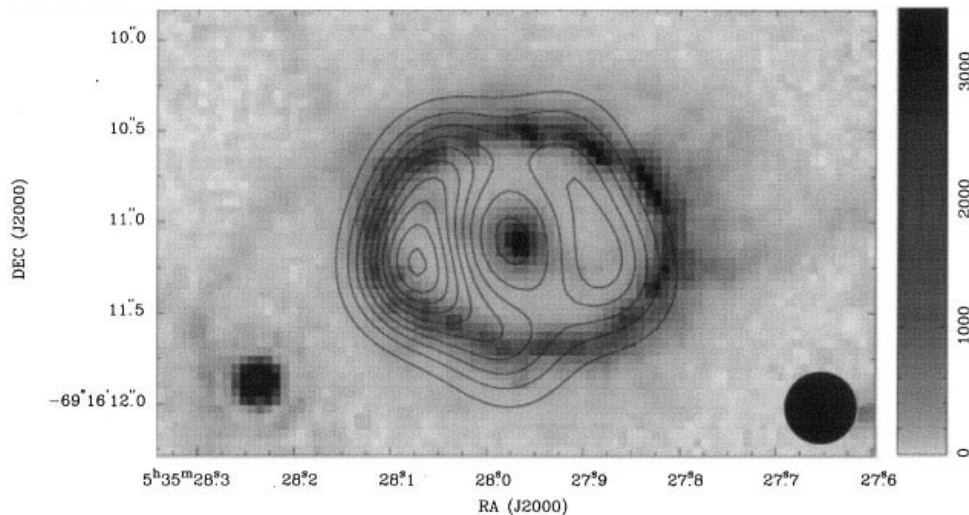
An einer Stelle im Nord-Osten in der Nähe des inneren Randes des zentralen Ringes wurde durch Vergleich verschiedener Aufnahmen mit dem *HST* zunächst seit Ende April 1997 im Optischen und später im Nahinfraroten ein deutliches Aufhellen beobachtet (Abbildung 3.14) ([Pun97], [Garnavich97a]), [Garnavich97b], während gleichzeitig die Stärke der Emission des Ringes kontinuierlich geringer wurde. Weitere Untersuchungen ergaben, dass der sogenannte *Hot Spot* schon seit dem Jahre 1995 stetig an Leuchtkraft gewann [Lawrence2000]. Mit hoher Wahrscheinlichkeit hängt dieses Phänomen mit der expandierenden Auswurfmasse zusammen, die auf Gas relativ hoher Dichte gestoßen ist, bei dem es sich vermutlich um Materie des inneren Ringes ( $n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , [Lundqvist96]) handelt ([Michael98], [Sonneborn98]).

In zwei Bereichen innerhalb des zentralen Ringes, im Osten und Westen der Supernova, wurde mit dem *HST* eine erhöhte Emission in  $\text{Ly}\alpha$  und  $\text{H}\alpha$  ([Garnavich97b], [Sonneborn98], [Michael98]) festgestellt, aus deren genauen Positionen im Spektrum bei einer sphärischen Ausdehnung des emittierenden Gases eine Geschwindigkeit von ungefähr  $\approx 12.000 \pm 1400 \text{ km/s}$  [Garnavich99] abgeleitet werden konnte. Demnach stammt die Emission aus einem Gas, das sich im Osten mit hoher Geschwindigkeit in Richtung des Beobachters und im Westen entsprechend vom Beobachter wegbewegt, wobei die Emission im Osten deutlich kräftiger als im Westen ist. Die Strahlung wird vermutlich von dem wasserstoffreichen Gas der Auswurfmasse emittiert, das von dem *Reverse Shock* erfasst worden ist ([Michael98], [Borkowski97,I]).

##### 4.4.1.2 Hochauflösende Beobachtungen im Radiobereich

Eine ähnliche Asymmetrie, wie sie in der  $\text{Ly}\alpha$ -Strahlung festgestellt wurde, zeigen hochauflösende Aufnahmen bei 9 GHz, dessen Emission vorrangig aus einem Gebiet in der

Nähe des inneren Randes des zentralen Ringes stammt [Gaensler97]. Wie der Abbildung 4.12 zu entnehmen ist, tragen im Wesentlichen zwei Bereiche zur Emission bei, die sich an beiden Enden der Ellipse des projizierten inneren Ringes befinden. Wieder ist diejenige im Osten deutlich kräftiger als im Westen. Die Radioemission wird vermutlich durch relativistische Elektronen verursacht, die in einem Bereich zwischen der Stoßwelle und des *Reverse Shock* beschleunigt werden (z. B. [Chevalier82]), so dass aus den Beobachtungen die Geschwindigkeit der Stoßwelle abgeleitet werden kann.



**Abbildung 4.12:** Vergleich der Beobachtungen der SN 1987A im Optischen und im Radiobereich (entnommen der Arbeit von Gaensler et al. [Gaensler97]). Die Konturen zeigen eine hochauflösende Beobachtung in 9GHz, die 1995 mit dem Australien Telescope Compact Array (ATCA) gemacht wurde. Die Konturen erstrecken sich von 0.2 bis 2.0 mJy pro RadioStrahl. Die schwarze Scheibe entspricht der Halbwertsbreite der zur Entfaltung verwendeten Auflösungsfunktion. Die Graustufen zeigen eine Beobachtung mit dem WFPC2-Instrument des HST in  $H\alpha + [NII]$  [Burrows95].

Nach dem anfänglichen Verschwinden der Radioemission konnte sie 1200 Tage nach der Explosion erneut nachgewiesen werden und stieg seitdem kontinuierlich an. Nach der gemessenen Ausdehnung der Radioemission nach 1500 Tagen muss sich die Stoßwelle zunächst mit einer sehr hohen Geschwindigkeit von über 30.000 km/s ausgebreitet haben, was darauf hindeutet, dass sich in der näheren Umgebung Gas sehr geringer Dichte befunden hat. Dieses Gebiet sollte durch einen freien schnellen Wind des „Blauen Überriesen“ (BSGW) von vielleicht 300 km/s [Borkowski97,I] gebildet worden sein. Die Dichte dürfte daher quadratisch mit dem Abstand vom Stern abgenommen haben. 1500 Tage nach der Explosion zeigten weitere Radiomessungen eine deutlich langsamere Ausdehnung der Stoßwelle an ([Staveley-Smith93], [Gaensler97]), wonach sie sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von  $0.''012 \pm 0.''002$  pro Jahr [Gaensler97] bzw. mit  $2900 \pm 480$  km/s (Abstand 51 kpc) im zirkumstellaren Medium ausbreiten müsste.

#### 4.4.1.3 Beobachtungen im Röntgenbereich

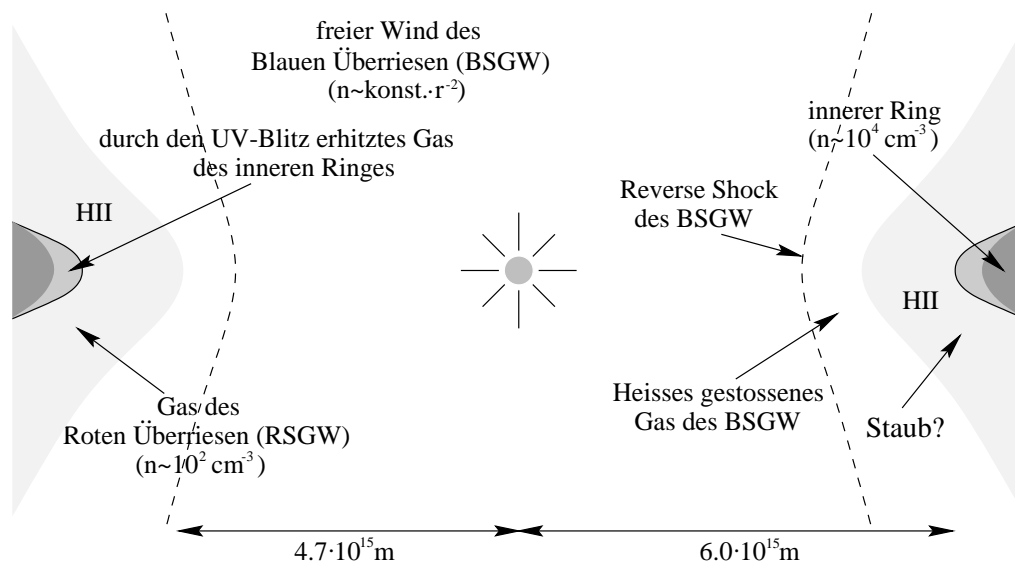
Das Wiederauftreten der Radioemission fiel zeitlich eng mit dem ersten Nachweis weicher Röntgenemission der SN 1987A mit dem Röntgensatelliten *ROSAT* 1450 Tage nach Ausbruch der Supernova zusammen ([Beuermann94], [Gorenstein94]). Seitdem stieg die Intensität dieser Strahlung stetig an [Hasinger96]. Demnach kann sich die Stoßwelle nicht weiterhin im Wind des „Blauen Überriesen“ ausgebreitet haben, da die Strahlung dann abgenommen haben müsste [Hasinger96]. Von Hasinger et al. wurde ein stetiger Anstieg der weichen Röntgenstrahlung bis mindestens 3000 Tage nach der Explosion festgestellt. Da die Infrarotmessungen nahezu 1000 Tage später durchgeführt wurden, habe ich, um zu überprüfen, ob sich zwischenzeitlich etwaige Änderungen ergeben haben, den weiteren Verlauf der weichen Röntgenemission aus den mit *ROSAT* gewonnenen Röntgendaten bis 4000 Tage nach Ausbruch der Supernova ermittelt. Wie im Anhang F gezeigt, hielt die Zunahme der Röntgenstrahlung weiterhin an, wobei im Rahmen der Messgenauigkeit die Lichtkurve insgesamt mit einem Verlauf proportional zum Quadrat der Zeit beschrieben werden kann.

#### 4.4.2 Modell der zirkumstellaren Umgebung (Die HII-Region)

Nach Chevalier & Dwarkadas [Chevalier95] ließen sich die Beobachtungen der Radio- und Röntgenemission dadurch erklären, dass die Stoßwelle ein Gebiet konstanter und relativ hoher Dichte von  $n \approx 100 \text{ cm}^{-3}$  erreicht hat. Da es sich bei dem Vorgängerstern um einen „Blauen Überriesen“ handelte, sollte das Gas ionisiert sein und sich demnach eine HII-Region gebildet haben [Chevalier95]. Nach außen würde diese Region durch den inneren Ring begrenzt, für den eine hohe Dichte von  $(6.0 \pm 1.0) \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  bis  $3.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  [Lundqvist96] ermittelt wurde. Die Grenze nach innen ist nicht sehr genau bekannt. Zeitlich dürfte das Erreichen der Stoßwelle mit dem erneuten Anstieg der Radioemission ungefähr nach 1200 Tagen [Staveley-Smith92] zusammenfallen. Bei einer Ausdehnung von  $0.''685 \pm 0.''005$  nach 3200 Tagen und einer gleichbleibenden Geschwindigkeit von  $0.''012 \pm 0.''002/\text{Jahr}$  [Gaensler97] liegt der Übergang bei  $0.''619 \pm 0.''011$  bzw. bei  $(4.72 \pm 0.08) \times 10^{15} \text{ m}$  (für 51 kpc).

In Abbildung 4.13 ist die nähere Umgebung einschließlich des inneren Ringes nach Ausbruch der SN 1987A schematisch dargestellt. Die richtige Form der HII-Region ist nicht ermittelt und kann daher von der angegebenen abweichen. Der „Wind des Blauen Überriesen“ (BSGW) endet nach Chevalier [Chevalier95] an einem stehenden *Reverse Shock*, ab dem sich ein Gebiet erhitzten Gases gleichbleibender Dichte befindet.

Mit Hilfe des Modells der HII-Region konnte die bis 3000 Tage nach der Explosion mit *ROSAT* gemessene Lichtkurve der weichen Röntgenemission erklärt werden, wobei in den hydrodynamischen Berechnungen für die HII-Region ein dicker Torus angenommen wurde [Borkowski97,I]. Abbildung 4.14 zeigt eine Momentaufnahme der Dichtestruktur neun Jahre nach Ausbruch der SN 1987A. Das Gas der HII-Region ist auf einen sehr schmalen Bereich zwischen der Stoßwelle und dem Gas der expandierenden Auswurfmasse komprimiert.



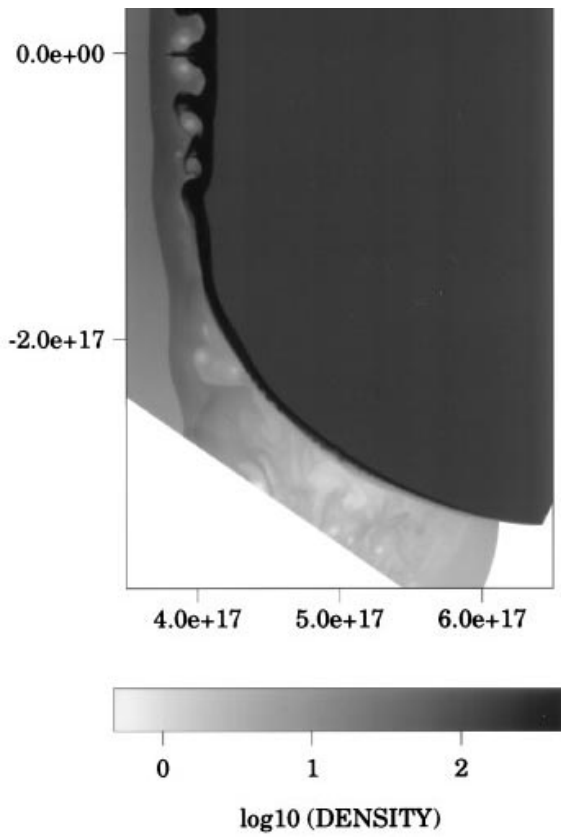
**Abbildung 4.13:** Schematischer Schnitt durch den inneren Ring der SN1987A. Die Abbildung zeigt die zirkumstellare Umgebung, bevor sich die Auswurfmasse in ihr ausgebreitet hat. Die Angaben der Abstände gelten für eine Entfernung von 51 kpc zur Supernova. Im Optischen sichtbar vom zentralen Ring ist wahrscheinlich lediglich ein innerer Bereich, der durch den UV-Blitz erhitzt worden ist und nun allmählich abkühlt [Plait95]. Vor dem Ring erstreckt sich ein Gebiet relativ hoher Dichte (die HII-Region), bei dem es sich vermutlich um Materie des Windes vom Vorgängerstern handelt, als sich dieser in der Phase eines „Roten Überriesen“ befunden hat. Es ist anzunehmen, dass sich hier zu einem gewissen Teil Staub befindet. Nach innen schließt ein Bereich konstanter Dichte an, der bei einem stehenden Reverse Shock in den freien Wind eines „Blauen Überriesen“ übergeht [Chevalier95].

#### 4.4.2.1 Möglicher Staub in der zirkumstellaren Umgebung

Bei dem Gas der HII-Region handelt es sich nach Chevalier & Dwarkadas [Chevalier95] um einen langsamen Sternenwind aus der Zeit, in der sich der Stern in der Phase eines „Roten Überriesen“ befand. Ist dies der Fall, so ist anzunehmen, dass sich in diesem Wind Staubteilchen gebildet haben, die nun durch das heiße Gas hinter der Stoßfront erwärmt werden. Wie gezeigt werden wird, sind diese Staubteilchen vermutlich für die mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse verantwortlich.

Demgegenüber ist es eher unwahrscheinlich, dass die gemessene Infrarotstrahlung auf Staubteilchen zurückzuführen ist, die sich im Gas der Auswurfmasse der SN 1987A befinden, die durch den *Reverse Shock* aufgeheizt wurde. Zunächst dürfte der Staubanteil in diesem Bereich nur sehr gering sein. Vorwiegend sollte es sich um Gas aus Wasserstoff handeln, das nach der Breite der Emissionslinien durch die Explosion auf sehr hohe Geschwindigkeiten beschleunigt worden sein muss. Zudem kann aus den Angaben von Michael et al. [Michael98] zur Position der Emissionsgebiete bei einem Abstand von 51 kpc zur SN 1987A eine Entfernung von  $4.38 \cdot 10^{15} \text{ m}$  im Osten bzw.  $4.56 \cdot 10^{15} \text{ m}$  im Westen zur Supernovaposition abgeleitet werden. Da die Messung  $\approx 3870$  Tage nach der Explosion





**Abbildung 4.14:** Wechselwirkung der Stoßwelle mit der HII-Region nach 9 Jahren. (Entnommen der Arbeit von Borkowski et al. [Borkowski97,I].) In der Simulation entspricht die HII-Region einem dicken Torus, von dem hier ein Ausschnitt zu sehen ist, mit einer Gasdichte  $150 \text{ AME/cm}^3$  (dunkel grau dargestellt). Für den inneren bzw. äußeren Radius wurde (abweichend von der von mir gewählten Entfernung)  $3.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}$  und  $6.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}$  angenommen.

Außerhalb des Torus hat die Stoßwelle einen Abstand von  $\sim 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}$  erreicht. Der Reverse Shock befindet sich in der Darstellung am linken Bildrand. Das Gas der HII-Region, das bisher von der Stoßwelle erfasst wurde, ist auf einen schmalen Bereich hoher Dichte (schwarz dargestellt) komprimiert. Links schließt dieses Gebiet, begrenzt durch die Kontaktdiskontinuität, an Materie der Auswurfmasse der SN 1987A an. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, bilden sich in diesem Bereich Instabilitäten.

durchgeführt wurde, muss das Gas eine Geschwindigkeit von  $13000 \text{ km/s}$  bzw.  $13500 \text{ km/s}$  besitzen. Sie liegt demnach um ein Vielfaches oberhalb der Geschwindigkeit, die aus den Emissionslinien für den metallreichen Kern ermittelt wurde ( $2000 \text{ km/s}$  [Kozma98a]), in dem sich, wie es im vorigen Abschnitt behandelt worden ist, Staub gebildet hat.

Es erscheint zudem nicht sehr wahrscheinlich, dass die gemessene Emission von Staubteilchen herrührt, deren Masse zu groß ist, um von dem komprimierten Gas mitgerissen zu werden, und die daher das wasserstoffreiche Gas der Supernova mit Staub anreichern können. Die Erwärmung dieser Staubteilchen dürfte sehr viel geringer als in dem heißen Gas hinter der eigentlichen Stoßfront sein.

#### 4.4.2.2 Der Staub in Winden „Roter Überriesen“

Wenn es sich bei den gemessenen Flüssen um Staubemission von Staubteilchen aus der HII-Region handelt, so können die Messungen mit *ISOCAM* weitere Informationen über die Staubteilchen wie der Masse, der Zusammensetzung oder der Größenverteilung in Winden „Roter Überriesen“ liefern, die ansonsten, da die Staubemission derartiger Sterne optisch dick ist, nur schwer zugänglich sind.

Die Zusammensetzung der Staubteilchen in Winden „Roter Überriesen“ hängt von unterschiedlichen Faktoren wie der Temperatur, der Dichte und der Elementhäufig-

keit ab ([Lodders96], [Sedlmayr96]). So gibt das Verhältnis von Kohlenstoff zu Sauerstoff Aufschluss darüber, ob der Staub vorrangig aus Rußteilchen ( $C/O > 0.98$ ) in Form von Graphit oder aus unterschiedlichen Oxid- oder Silikateilchen ( $C/O < 0.98$ ) besteht [Lodders96]. Wenn die Elementhäufigkeit des Sternwindes des Vorgängersterns derjenigen des inneren Ringes entspricht, für den aus Linienbeobachtungen im UV ein Verhältnis  $O/C = 4.5 \pm 3.2$  [Lundqvist96] bzw.  $O/C = 3.6 \pm 1.2$  [Sonneborn97] abgeleitet werden konnte, sollte der Staub demnach vorwiegend Silikateilchen enthalten. So besteht nach theoretischen Berechnungen der Staubbildung in sauerstoffreichen Sternwinden ( $C/O < 1$ ) von M-Sternen der Staub neben vielen anderen Zusammensetzungen vorwiegend aus Olivin ( $Mg_{2x}F_{2(1-x)}SiO_4$ ) und in geringerer Menge aus Eisen [Gail99].

Die Größenverteilung der Staubeilchen in den Winden von *Roten Überriesen* ist nicht genau bekannt. Bei dem Staub handelt es sich um in diesen Winden gebildete Staubeilchen, so dass sich die entsprechende Größenverteilung, wie es theoretische Berechnungen der Staubbildung in derartigen Winden ergeben (siehe z. B. [Sedlmayr96] und [Krueger97]), von derjenigen im interstellaren Medium zum Teil deutlich unterscheiden kann, wo die Staubeilchen vermutlich schon unterschiedliche Prozesse durchlaufen haben. Nach den Modellrechnungen ist zudem eine von der Massenverlustrate eines Sterns unterschiedliche Größenverteilung zu erwarten [Krueger97].

Angesichts der großen Ungenauigkeiten ist es üblich, für die Staubeilchen in den Sternwinden eine einfache Verteilung anzunehmen, die hier wie im interstellaren Medium durch ein Potenzgesetz  $dn(a) = Aa^{-3.5}da$  beschrieben werden soll. Die minimale Staubeilchengröße sei wie bei der Diskussion der durch das interstellare Strahlungsfeld erwärmten Staubeilchen mit  $a_{\min} = 0.001 \mu\text{m}$  gegeben. Die maximale Staubeilchengröße ist wie die Größenverteilung nicht genau bekannt. Es scheint jedoch so zu sein, dass die Staubeilchen in den Winden sauerstoffreicher Sterne nicht größer als im interstellaren Medium sind. So ermittelte Jura [Jura96] anhand sieben sauerstoffreicher Sterne mit Hilfe einer Größenverteilung

$$dn(a) = Aa^{-3} \exp(-a/a_0) da \quad (4.26)$$

für den Parameter  $a_0$  einen Wert von  $\leq 0.14 \mu\text{m}$ . Der Maximalwert stimmt hierbei mit dem Wert überein, der bei gleicher Annahme der Größenverteilung für die sauerstoffreichen Staubeilchen im interstellaren Medium vorgeschlagen wurde [Kim94]. Die maximale Größe der Staubeilchen in den Winden von Sternen in der „Großen Magellanschen Wolke“ könnte sich hiervon unterscheiden, da die Wachstumsrate aufgrund der geringeren Metallhäufigkeit geringer sein dürfte.

Die Zusammensetzung des Staubes sowie die Größenverteilung und die Staubmasse in der zirkumstellaren Umgebung der SN 1987A müsste sich durch unterschiedliche Prozesse wie die Verdampfung während des UV-Blitzes zu Beginn der Lichtkurve der Supernova (siehe Abschnitt 4.4.5) und das Sputtering im heißen Gas hinter der Stoßwelle (siehe Abschnitt 4.4.6) verändert haben. Sehr gravierend fällt der Unterschied des berechneten Massenverlustes durch Verdampfung zwischen Graphit und Silikat aus: Da Staub aus Graphit gegenüber Staub aus Silikat erst bei einem viel geringeren Abstand zur Supernova verdampfen sollte, würde man in weiten Bereichen innerhalb des Ringes, auch wenn es nur in sehr geringen Mengen vorkäme, demzufolge statt Silikat Graphit messen.

### 4.4.3 Modell der zirkumstellaren Staubemission

Betrachtet werden Staubteilchen, die sich im komprimierten und erhitzten Gas hinter der Stoßwelle befinden und hier durch Stöße mit Elektronen und Ionen erwärmt werden. Die zur Bestimmung des Temperaturverhaltens der Staubteilchen notwendigen Parameter des Gases sind weitgehend durch Beobachtungen im Röntgen- und Radiobereich vorgegeben. Demzufolge sind auch die Emissionsspektren einzelner Staubteilchen im Wesentlichen festgelegt. Dies erlaubt es, anhand des in Kapitel 2 beschriebenen Staubmodells weitgehendere Untersuchungen der Größenverteilung oder der Zusammensetzung der Staubteilchen anzustellen.

#### 4.4.3.1 Die Parameter des Gases

Zur Berechnung der Staubtemperatur in einem voll ionisierten heißen Plasma werden nach Abschnitt 2.2.2 die Teilchendichten des Wasserstoffs und des Heliums ( $n_{\text{H}}$  und  $n_{\text{He}}$ ), die Metallizität  $Z$  sowie die Temperatur  $T_{\text{i}}$  und  $T_{\text{e}}$  der Ionen und Elektronen benötigt.

Um die mit *ROSAT* gemessene Lichtkurve [Hasinger96] mit dem Modell von Chevalier & Dwarkadas [Chevalier95] beschreiben zu können, müssen nach Borkowski et al. [Borkowski97,I] die Dichte der HII-Region vor der Stoßwelle  $150 \text{ AME}/\text{cm}^3$  und die Geschwindigkeit der Stoßfront  $4100 \text{ km/s}$  betragen. Die Werte werden zur Berechnung der Staubemission in Modell I angenommen. Desweiteren wird der Fall untersucht, in dem die HII-Region eine um den Faktor zwei höhere Dichte aufweist, die nach Borkowski et al. einer Geschwindigkeit der Stoßwelle von  $2900 \pm 480 \text{ km/s}$  entsprechen würde (Modell II) und demzufolge den Ergebnissen der Radiobeobachtungen [Gaensler97] bis 3500 Tage nach der Explosion näherkommen würde.

Die Berechnung der Infrarotemission der Staubteilchen wird dadurch erschwert, dass sich das Gas hinter der Stoßfront nicht im Gleichgewicht befindet und Ionen und Elektronen nicht die gleichen Temperaturen aufweisen [Borkowski97,I]. Die Temperatur der Elektronen liegt weit unter derjenigen der Ionen und steigt mit dem Abstand zur Stoßwelle an. Statt diesen Verlauf der Temperatur bei der Erwärmung der Staubteilchen einzubeziehen, wird ein vereinfachtes Modell konstanter unterschiedlicher Temperaturen für Ionen und Elektronen betrachtet. Für die Elektronen wird die von Borkowski et al. [Borkowski97,I] durch Modellrechnungen ermittelte maximale Temperatur von näherungsweise  $2 \cdot 10^7 \text{ K}$  übernommen. Die Temperatur ist so hoch, dass die Erwärmung der Staubteilchen durch Elektronen nahezu unabhängig von dem wirklichen Temperaturverlauf hinter der Stoßwelle sein müsste (Abschnitt 2.2.2).

Die Ionentemperatur lässt sich durch die Bedingungen an der Stoßfront aus der Stoßgeschwindigkeit  $v_{\text{S}}$  und der Massendichte  $\rho_0$  des vor der Stoßfront befindlichen Gases, das hier gleichbedeutend mit der HII-Region ist, ableiten. Da jedoch die Temperaturen insgesamt sehr hoch sind, wird die Erwärmung der Staubteilchen, wie es in Kapitel 2 erläutert worden ist, vor allem durch die Gasdichte bestimmt, so dass sich Ungenauigkeiten in der Temperatur nur unwesentlich auf die Ergebnisse der Staubemission auswirken sollten.

**Tabelle 4.2:** Modellparameter des Gases der HII-Region hinter der Stoßwelle

Parameter	$T_e$	$T_i$	$n_H$	$n_{He}$	$Z$
Modell I	$2 \cdot 10^7$ K	$6 \cdot 10^8$ K	$300 \text{ cm}^{-3}$	$2.5(n_{He})_{\odot}$	$0.3Z_{\odot}$
Modell II	$2 \cdot 10^7$ K	$3 \cdot 10^8$ K	$600 \text{ cm}^{-3}$	$2.5(n_{He})_{\odot}$	$0.3Z_{\odot}$

Der Druck hinter einer starken Stoßfront ist zunächst gegeben durch:

$$p_1 = \beta \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 v_S^2. \quad (4.27)$$

Der Parameter  $\beta$  hat direkt hinter der Stoßfront den Betrag eins und nimmt mit größerem Abstand zur Stoßfront niedrigere Werte an. Hier wird vereinfachend für den komprimierten Bereich zwischen der Stoßwelle und der Auswurfmasse ein konstanter Druck angenommen ( $\beta = 1$ ).

Im Fall eines idealen Gases ist  $\gamma = 5/3$ , so dass  $p_1 = 3\rho_0 v_S^2/4$  folgt. Aus dem Druck hinter der Stoßfront erhält man mit Hilfe der idealen Gasgleichung die Temperatur:

$$T_1 = \frac{p_1 \mu}{k_B \rho_1}. \quad (4.28)$$

$\mu$  ist das mittlere Atomgewicht der Gasteilchen und  $\rho_1$  die Massendichte hinter der Stoßfront, die im Fall einer starken Stoßwelle gegeben ist durch:

$$\rho_1 = \rho_0 \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}. \quad (4.29)$$

Im Fall einer starken Stoßfront wird daher das Gas um einen Faktor 4 verdichtet.

Wenn für das Gas die gleiche Elementhäufigkeit des Ringes angenommen wird, so ist Helium um den Faktor 2.5 häufiger vorhanden als in der Sonne [Lundqvist96], in der die Anzahldichte von Helium ungefähr ein Zehntel des Wasserstoffs beträgt [Anders89]. Für die einzelnen Elemente Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff wurden aus den Emissionslinien des inneren Ringes unterschiedliche Häufigkeiten im Verhältnis zur Sonne ermittelt. Insgesamt beträgt ihre Häufigkeit aber  $(30 \pm 0.05)\%$  [Lundqvist96]. Da sich die Elemente in der Erwärmung der Staubteilchen nur geringfügig unterscheiden, wird im Folgenden wie für die übrigen Elemente außer Wasserstoff und Helium, entsprechend der Elementhäufigkeit in der „Großen Magellanschen Wolke“ [Russel92], jeweils eine Häufigkeit von 30% angenommen. Demzufolge ist die Massendichte eines Gases mit der Wasserstoffdichte  $n_H$  in etwa gegeben durch  $\rho = 2n_H m_H$ , wobei  $m_H$  die Masse des Wasserstoffs ist. Die Wasserstoffdichte des nicht komprimierten Gases der HII-Region beträgt daher im Modell I ungefähr  $75 \text{ cm}^{-3}$ . Für die Wasserstoffdichte hinter der Stoßwelle folgt hieraus  $300 \text{ cm}^{-3}$  im Modell I und  $600 \text{ cm}^{-3}$  im Modell II. Bei den Elementhäufigkeiten in der SN 1987A tragen Helium und Wasserstoff nahezu zu gleichen Teilen zur Gesamtmasse des Gases bei. Daher ist das mittlere Atomgewicht der Ionen gegeben durch:

$$\mu \approx 2 \left( \frac{1}{\mu_H} + \frac{1}{\mu_{He}} \right)^{-1} \approx 1.6\mu_H. \quad (4.30)$$

Im Fall einer starken Stoßwelle ergeben sich für die Temperatur der Ionen hinter der Stoßfront  $6.0 \cdot 10^8$  K im Modell I und  $3.0 \cdot 10^8$  K im Modell II.

#### 4.4.3.2 Die Modellparameter der Staubeigenschaften

Die Untersuchung der Staubemission wird im Wesentlichen unabhängig von theoretischen Vorhersagen der Staubemission wie der Staubzusammensetzung oder der minimalen Staubgröße durchgeführt, um allein aus den gemessenen Flüssen mit Hilfe des in Kapitel 2 erläuterten Staubmodells Eigenschaften des Staubes in der HII-Region abzuleiten.

Zur Berechnung der Infrarotemission der Staubteilchen in der HII-Region wird für die Staubgrößenverteilung ein Potenzgesetz  $dn(a) \propto a^{-k} da$  angenommen. Die Parameter, die die Staubteilchen bei gegebener Staubzusammensetzung beschreiben, sind, neben der Staubmasse, der minimale und maximale Staubradius  $a_{\min}$  und  $a_{\max}$  sowie der Index  $k$  der Größenverteilung. Im Folgenden wird näher untersucht, ob die Infrarotmessungen Rückschlüsse auf den minimalen Radius und den Index  $k$  zulassen. Die maximale Größe wird hierbei jeweils mit  $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$  vorgegeben. Ferner soll festgestellt werden, inwieweit eine Aussage über die Zusammensetzung des Staubes gemacht werden kann, wobei sich die Berechnungen auf Staub aus reinem Silikat, Graphit und einem Gemisch aus beiden beschränken. Die theoretischen Spektren werden mittels eines  $\chi^2$ -Fits überprüft.

Im einzelnen werden folgende Untersuchungen durchgeführt:

1. Die Größenverteilung der Staubteilchen wird mit Index  $k = 3.5$  fest vorgegeben, wobei als minimale und maximale Staubgrößen Radien von  $10 \text{ \AA}$  und  $0.25 \mu\text{m}$  angenommen werden. Der einzige freie Parameter in diesem Fall ist die Masse  $M$  der Staubteilchen.
2. Desweiteren soll festgestellt werden, ob die Größenverteilung einen steileren oder flacheren Verlauf gegenüber einer Größenverteilung mit  $k=3.5$  aufweist. Als minimale Staubgröße ist der Radius mit  $10 \text{ \AA}$  angenommen. Die freien Parameter sind die Masse  $M$  und der Index  $k$ .
3. Da nach den Ergebnissen der theoretischen Behandlung der Staubgrößenverteilung nach dem UV-Blitz (Abschnitt 4.4.5) und dem Sputtering im heißen Gas (Abschnitt 4.4.6) insbesondere die Anzahl der kleinen Silikatteilchen in dem Bereich, in dem sich die Stoßwelle zur Zeit der Messung ausbreitet, abgenommen haben muss, wird bei vorgegebener MRN-Verteilung ( $k = 3.5$ ) untersucht, ob sich mit einer größeren minimalen Staubgröße bei gegebener maximaler Staubgröße  $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$  eine bessere Übereinstimmung zwischen Modell und Messung erzielen läßt. Die freien Parameter sind die minimale Staubteilchengröße  $a_{\min}$  und die Masse  $M$  der Staubteilchen.
4. Zusätzlich wird neben Staub aus reinen Silikat- oder Graphitteilchen ein Gemisch aus beiden betrachtet, wobei das Verhältnis aus der Messung selbst abgeleitet werden soll. Die Größenverteilung der Staubteilchen wird mit  $k = 3.5$  vorgegeben. Als minimale Staubteilchengröße wird für Graphit  $10 \text{ \AA}$  angenommen, während für

Silikat die nach dem vorigen Punkt wahrscheinlichste minimale Staubgröße verwendet wird. Die freien Parameter sind die Staubmasse und das Massenverhältnis der Staubteilchen.

Um eine möglichst hohe Genauigkeit in den Ergebnissen zu erzielen, werden die gemessenen Flüsse anhand des theoretischen Modells farbkorrigiert (siehe Kapitel 3.3.1).

#### 4.4.4 Ergebnisse der zirkumstellaren Staubemission

##### 4.4.4.1 Die Temperaturverteilungen der Staubteilchen

Die Temperaturverteilungen der Staubteilchen in einem heißen Gas wurden nach dem in Kapitel 2 vorgestelltem Modell berechnet. In Abbildung 4.15 sind die auf diese Weise ermittelten Temperaturverteilungen mehrerer kleiner Staubteilchen aus Graphit und Silikat für das Modell I der HII-Region dargestellt. Während die kleinsten Körner Temperaturen bis weit über 1000 Kelvin erreichen können, nimmt die Breite der Verteilung zu größeren Staubteilchen hin ab und nähert sich schließlich den Gleichgewichtstemperaturen, die bei Graphit bei etwas höheren Temperaturen als beim Silikat liegen. Demnach werden größere Silikatteilchen annähernd auf 200 Kelvin aufgeheizt, während Teilchen gleicher Größe aus Graphit Temperaturen bis ungefähr 230 Kelvin aufweisen.

Nach der Diskussion der Staubgrößenverteilung nach dem UV-Blitz müssten innerhalb des Ringes alle Staubteilchen aus Silikat der ursprünglichen Größe von  $\sim 0.03 \mu\text{m}$  vollständig verdampft sein. Wie aus den dargestellten Temperaturverteilungen 4.15 ersichtlich, dürfte das Spektrum der Staubteilchen aus dem Gebiet innerhalb des zentralen Rings nur sehr geringfügig durch Temperaturschwankungen kleiner Staubteilchen beeinflusst werden. Wenn sich die Stoßwelle gleichförmig ausgebreitet hat, besaß die Stoßwelle zur Zeit der Beobachtung mit *ISO* einen Abstand von ungefähr  $5.4 \cdot 10^{15}$  m zum Zentrum des Ringes. Bei dieser Entfernung sollte im Infrarotspektrum kein wesentlicher Beitrag der Staubteilchen von weniger als  $\sim 0.05 \mu\text{m}$  zu erwarten sein. Die mit *ISOCAM* gemessenen Flüsse müssten daher durch Staubteilchen hervorgerufen worden sein, die sich im Gleichgewicht mit der Umgebung befanden.

Die Ursache der Stufen in der Wahrscheinlichkeitsverteilung wurde im Abschnitt 2.3.1 erläutert und ist auf die Erwärmung durch Ionen zurückzuführen. Sie treten jeweils bei derjenigen Temperatur auf, deren zugehörige thermische Energien ungefähr den kinetischen Energien entsprechen, ab der die Ionen das Staubteilchen durchdringen können.

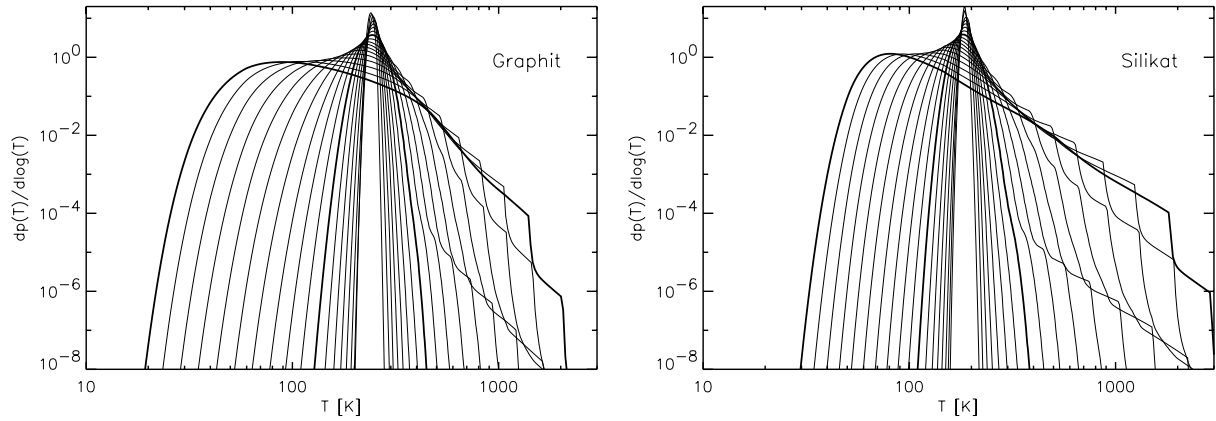
Ähnliche Verteilungen zeigen die Staubteilchen im Modell II, wobei die Gleichgewichtstemperatur zu leicht höheren Temperaturen verschoben ist.

##### 4.4.4.2 Die Infrarotemission der Staubteilchen

Die Ergebnisse wie Leuchtkraft, Größenverteilung und Staubmasse sind zusammen mit den farbkorrigierten Flüssen in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Leuchtkraft und Masse sind für eine Entfernung von 51 kpc zur Supernova berechnet.

	Silikat		Graphit	Silikat + Graphit
Modell I ( $a_{\min} = 10 \text{ \AA}$ , $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$ )				
$k$	3.5	3.5	3.5	3.5
$M[10^{-6}M_{\odot}]$	1.20	0.967	1.04	1.04
$L[10^{28}\text{W}]$	3.62	2.922	3.33	3.31
$F_{6.75\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	0.149	—	0.464	0.455
$F_{12\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	2.67	2.672	2.53	2.56
$F_{14.3\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	2.17	2.172	2.82	2.72
$\chi_{\nu,\min}^2$	29.46	1.18	1.58	1.24
$k$	$4.34^{+0.20}_{-0.17}$		$3.53^{+0.29}_{-0.55}$	$3.79^{+0.25}_{-0.33}$
$M[10^{-6}M_{\odot}]$	0.878		1.03	0.986
$L[10^{28}\text{W}]$	3.07		3.33	3.31
$F_{6.75\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	0.226		0.465	0.465
$F_{12\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	2.44		2.53	2.53
$F_{14.3\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	2.17		2.82	2.71
$\chi_{\nu,\min}^2$	22.85		3.15	1.65
Modell II ( $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$ )				
$a_{\min}[\text{\AA}]$	10	10	10	350 (Sil.) bzw. 10 (Gra.)
$k$	3.5	3.5	3.5	3.5
$M[10^{-6}M_{\odot}]$	0.603	0.498	0.534	0.569
$L[10^{28}\text{W}]$	3.19	2.629	3.033	2.98
$F_{6.75\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	0.154	—	0.489	0.460
$F_{12\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	2.59	2.594	2.47	2.55
$F_{14.3\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	2.19	2.190	2.82	2.54
$\chi_{\nu,\min}^2$	24.97	0.858	4.127	0.00
$a_{\min}[\text{\AA}]$	10	350	10	350 (Sil.) bzw. 10 (Gra.)
$k$	$4.26^{+0.23}_{-0.19}$	3.5	$< 2.04$	$3.50^{+0.54}_{-1.55}$
$M[10^{-6}M_{\odot}]$	0.462	0.571	0.663	0.569
$L[10^{28}\text{W}]$	2.86	2.686	2.98	2.98
$F_{6.75\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	0.214	—	0.465	0.460
$F_{12\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	2.42	2.66	2.53	2.55
$F_{14.3\mu\text{m}}^{\text{kor.}}$ [mJy]	2.19	2.19	2.84	2.54
$\chi_{\nu,\min}^2$	30.37	0.00	1.41	0.00

**Tabelle 4.3:** Masse, Größenverteilung und Leuchtkraft möglichen Staubes im Gebiet der HII-Region, das durch die Stoßfront der Supernovaexplosion aufgeheizt wurde, abgeleitet aus den mit *ISOCAM* ermittelten Flüssen. Ist kein Bereich für den Index  $k$  angegeben, wurde allein die Masse, anderenfalls die Masse und der Index  $k$  gefittet. Die zweite Spalte des Silikats sind Ergebnisse nur bezüglich der zwei Filter *LW3* und *LW10*. Alle anderen Werte sind Ergebnisse bezüglich aller drei Filter. Das Massenverhältnis der Mischung von Silikat zu Graphit wurde anhand der Daten durch einen gemeinsamen Fit der Masse bei gegebener Größenverteilung der Staubteilchen mit  $k = 3.5$  bestimmt und beträgt  $0.19^{+0.44}_{-0.19}$  (Modell I) bzw.  $0.83^{+0.64}_{-0.40}$  (Modell II).



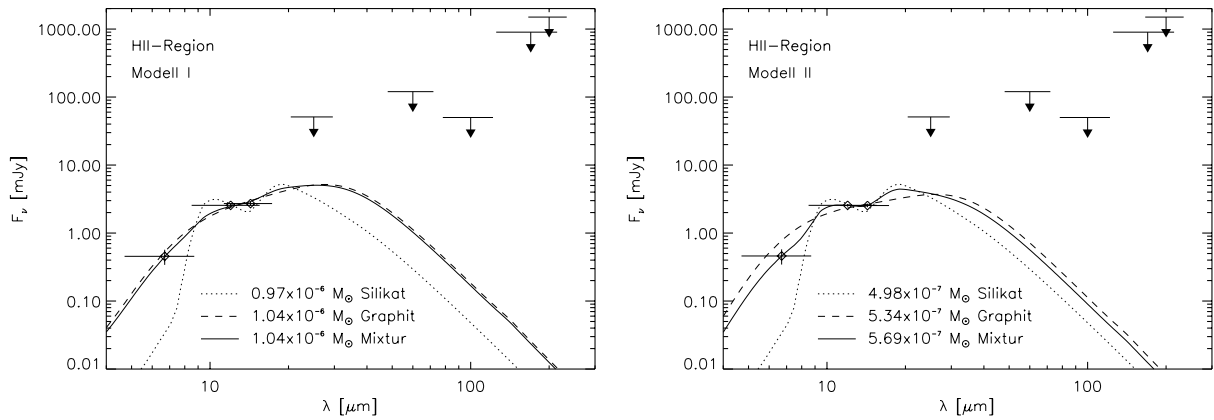
**Abbildung 4.15:** Temperaturschwankungen verschiedener kleiner Staubteilchen von  $0.001$  bis  $0.05 \mu\text{m}$  der HII-Region nach dem Modell I. Der Abstand zwischen zwei Linien entspricht einem Größenunterschied  $d\log(a[\mu\text{m}]) = 0.1$  der Staubteilchen. Um den Verlauf der Verteilungen zu verdeutlichen, sind die Temperaturverteilungen der Größen  $0.001 \mu\text{m}$  und  $0.01 \mu\text{m}$  durch kräftigere Linien hervorgehoben.

1. Angesichts eines reduzierten  $\chi^2_{\text{min}} > 20$  erscheint es nahezu ausgeschlossen, dass die drei gemessenen Infrarotflüsse von Staubteilchen aus Silikat hervorgerufen wurden. Wie der Tabelle zu entnehmen ist, kann auch durch eine Änderung der Verteilung der Fit nicht merklich verbessert werden. Hingegen können die Flüsse bei  $12$  und  $14.3 \mu\text{m}$  durch die Emission von Staubteilchen aus Silikat erklärt werden. Wie anhand der Darstellung 4.16 ersichtlich, liegt das theoretische Spektrum weit unterhalb des gemessenen Flusses bei  $6.7 \mu\text{m}$ .

Mit zirkumstellarem Staub aus Graphit werden bezüglich aller drei gemessenen Flüsse weitaus bessere Ergebnisse erzielt. So ergibt sich im Modell I bei Annahme einer MRN-Verteilung mit  $k=3.5$  und minimaler Staubgröße  $a_{\text{min}} = 10 \text{ \AA}$  für das reduzierte  $\chi^2$  ein Wert von  $1.58$  gegenüber  $29.5$  im Fall von Staub aus Silikat.

2. Die Größenverteilung der Graphitteilchen im Modell I ist gegeben mit  $k = 3.53^{+0.29}_{-0.55}$ . Demgegenüber ist eine flachere Verteilung gegenüber einer Verteilung mit  $k = 3.5$  im Modell II sehr viel wahrscheinlicher. Dies ergibt sich daraus, dass insbesondere die kleinen Staubteilchen im Modell II zu heiß werden, um das mit *ISOCAM* gemessene Spektrum erklären zu können. Mit einer weniger steilen Verteilung ( $k < 3.5$ ) wird dieser Beitrag der kleinen Staubteilchen verringert und dadurch eine bessere Übereinstimmung der gemessenen Flüsse mit dem Staubmodell erzeugt, wie dem kleineren Wert des reduzierten  $\chi^2$  zu entnehmen ist.
3. Im Modell I wird sowohl im Fall von Silikat als auch im Fall von Graphit der Fit bei einer größeren minimalen Staubgröße schlechter, während im Modell II hierdurch eine bessere Übereinstimmung des Modells mit den gemessenen Flüssen erreicht wird. So kann im Fall von Staub aus Graphit im Modell II (nicht in der Tabelle aufgeführt) das reduzierte  $\chi^2$  bei einem minimalen Radius von  $0.25 \mu\text{m}$  von über  $4$





**Abbildung 4.16:** Theoretische Spektren von Staubteilchen für den Teil der HII-Region, der durch die Stoßfront der Supernova aufgeheizt worden ist. Die oberen Grenzwerte sind Messungen mit ISOPHOT. Die mit ISOCAM ermittelten Flüsse sind bezüglich des von dem Gemisch aus Silikat und Graphit emittierten Spektrums korrigiert. Für Silikat ist das Spektrum gezeigt, das anhand der Flüsse bei 12 und 14,3  $\mu\text{m}$  berechnet wurde. Der theoretische Wert bei 6,7  $\mu\text{m}$  liegt deutlich unterhalb des gemessenen Flusses.

auf 0,5 gesenkt werden. Ohne den Fluss bei 6,7  $\mu\text{m}$  beim Fit einzubeziehen ergibt sich für Staub aus Silikat als optimale minimale Staubgröße  $a_{\text{min}} \sim 0,035 \mu\text{m}$ . Der Wert entspricht somit ungefähr der minimalen Staubgröße, die nach den theoretischen Überlegungen in Abschnitt 4.4.5 den UV-Blitz überlebt haben müsste.

4. Gegenüber Staub aus reinem Graphit kann im Modell I der Fit mit einer Mischung aus Silikat und Graphit nur sehr geringfügig verbessert werden. Das Emissionsspektrum wird angesichts eines Massenverhältnisses  $0,19^{+0,44}_{-0,19}$  von Silikat zu Graphit vorwiegend durch Graphit bestimmt. Im Modell II kann hingegen mit einem Gemisch aus Silikat und Graphit mit einem Massenverhältnis  $0,85^{+0,85}_{-0,40}$  von Silikat zu Graphit eine perfekte Übereinstimmung mit den gemessenen Flüssen erzeugt werden. Der Index der Größenverteilung des Gemisches im Modell II ist gegeben durch  $k = 3,50^{+0,54}_{-1,55}$ .

In beiden Modellen (I und II) hängt die ermittelte Staubmasse nur geringfügig von der angenommenen Zusammensetzung des Staubes ab. Hingegen liegt die mit dem Modell II ermittelte Masse ( $\sim 5,7 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ ) ungefähr bei der Hälfte des Wertes von Modell I ( $\sim 1,0 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ ), was den unterschiedlichen Dichten des Gases entspricht. Nach Kapitel 2 hängt die Erwärmung bei den heißen Temperaturen des Gases im Wesentlichen von der Dichte des Gases ab, so dass die Leuchtkraft einzelner Staubteilchen proportional zur Dichte ansteigt. Die Gesamtleuchtkraft aller Staubteilchen verläuft insgesamt proportional zur Anzahl der Staubteilchen und zur Dichte des Gases. Die Staubmasse nimmt daher bei konstanter Leuchtkraft umgekehrt proportional zur Gasdichte zu. Dass die Masse im Modell II ein wenig geringer als im Modell I ist, ergibt sich durch die leicht höhere Temperatur der Staubteilchen im Modell II. Die Gesamtleuchtkraft der Staubemission

beträgt unabhängig von den Modellen ungefähr  $3 \cdot 10^{28}$  Watt.

#### 4.4.4.3 Das Staub-Gas-Massenverhältnis

Um aus den Staubmassen abzuschätzen, wie groß der Anteil des Staubes im zirkumstellaren Gas ist, wird angenommen, dass die mit *ROSAT* gemessene Röntgenemission aus dem gleichen Bereich wie die Infrarotemission her stammt, was durch die gute Übereinstimmung der theoretischen Rechnungen mit den gemessenen Flüssen gerechtfertigt ist. Der Beitrag des durch den *Reverse Shock* erhitzten Gases zum Emissionsmaß beträgt nach den theoretischen Berechnungen von Borkowski et al. [Borkowski97,I] zum Zeitpunkt der Messungen mit *ISO* lediglich  $\sim 10\%$  und wird daher vernachlässigt. Aus dem Emissionsmaß der Röntgenemission, das bei homogener Dichte in etwa gegeben ist durch  $EM \sim n_e n_i V$ , wobei  $n_e$  und  $n_i$  die Dichten der Elektronen und der Ionen und  $V$  das Emissionsvolumen beschreiben, lässt sich dann das Massenverhältnis von Staub und Gas ableiten. Bei der Anzahldichte  $n_H$  des Wasserstoffs mit der Atommasse  $m_H$  ergibt sich daher für die Gasmasse:

$$M_{\text{Gas}} \sim \frac{m_H EM}{n_H}. \quad (4.31)$$

Zur Bestimmung des Emissionsmaßes wird angenommen, dass der Verlauf der Zählrate in Abbildung F.2 im wesentlichen demjenigen des Emissionsmaßes entspricht und sein Wert demnach zum Quadrat der Zeit ansteigt. Bei einem Emissionsmaß  $(1.4 \pm 0.4) \times 10^{57} \text{ cm}^{-3}$  ungefähr 2500 Tage nach dem Ausbruch der Supernova [Hasinger96] beträgt der Wert zum Zeitraum der Messungen mit *ISOCAM* nach  $\approx 4000$  Tagen in etwa  $(3.6 \pm 1.0) \times 10^{57} \text{ cm}^{-3}$ . Wenn für die Dichte der Wert hinter der Stoßfront angenommen wird, folgt hieraus eine Gasmasse von einem Prozent der Sonnenmasse im Modell I und einem halben Prozent im Modell II. Angesichts dieser großen Masse Gases ist nach den Ergebnissen der Infrarotmessung das Massenverhältnis von Staub zu Gas sehr klein und beträgt in beiden Modellen nur 0.01%. Der Wert wäre demnach sehr viel geringer als im interstellaren Medium unserer eigenen Galaxie (0.75%) oder der „Großen Magellanschen Wolke“, die ein Massenverhältnis, der Metallizität  $\sim 0.3Z_\odot$  entsprechend, von 0.25% aufweist [Koornneef84].

Zwar ist die im Wind des „Roten Überriesen“ gebildete Menge Staubes nicht genau bekannt, jedoch dürfte, was im Folgenden näher untersucht wird, die geringe Staubmasse zu einem großen Teil auf die Verdampfung während des UV-Blitzes zu Beginn der Lichtkurve der Supernova und auf Sputtering im Gas hinter der Stoßwelle zurückzuführen sein. So sollte infolge des UV-Blitzes die Anzahl der insbesondere kleinen Staubteilchen aus Silikat im Bereich der HII-Region stark abgenommen haben. Bei geeigneter Wahl der maximalen Staubgröße ließe sich die geringe Staubmasse sogar allein auf diesen Effekt zurückführen. Jedoch wird desweiteren gezeigt, dass in der Entfernung, in dem sich die Stoßwelle in der HII-Region ausbreitet, die Prozesse, denen die Staubteilchen, wie insbesondere Sputtering, hinter der Stoßwelle ausgesetzt sind, zu einer mindestens vergleichbaren, wenn nicht gar größeren Verringerung der Staubmasse geführt haben müssen<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>Eine einfache Betrachtung des Massenverlustes durch Verdampfung und Sputtering der Staubteilchen in der zirkumstellaren Umgebung der SN 1987A findet sich in [Itoh88].

### 4.4.5 Verdampfung von Staubteilchen durch den UV-Blitz

In diesem Abschnitt wird erörtert, wie sich die Anzahl unterschiedlicher Staubteilchen in Folge des Supernovaausbruchs verändert hat. Hierbei habe ich mich auf den Effekt beschränkt, der allein von dem sogenannten UV-Blitz der SN 1987A gleich zu Beginn der optischen Lichtkurve verursacht wurde. Die Staubteilchen werden auf so hohe Temperaturen aufgeheizt, dass sie einen beträchtlichen Teil ihrer Atome durch Sublimation verlieren oder unter Umständen vollständig verdampfen können. Dass die Staubteilchen angesichts des hohen Flusses energiereicher Photonen stark aufgeladen werden und dadurch möglicherweise auseinanderbrechen können [DraineSalp79a], wird im Folgenden vernachlässigt.

Der Einfluss einer Supernova auf die Staubteilchen in der Umgebung wurde unter anderem ausführlich von Draine untersucht [Draine81]. Ausgehend von den Überlegungen von Draine & Salpeter [DraineSalp79a] zur Sublimation von Staubteilchen berechneten Pearce & Mayes [Pearce86] allgemein für Supernovae vom Typ I und II, ab welchen Abständen Staubteilchen unterschiedlicher Größe und Komposition die Explosion überstehen können. Emmering & Chevalier [EmmeringChevalier89] haben im Fall der SN 1987A für einige Silikatteilchen unterschiedlicher Größe diese kritischen Abstände ermittelt. Ihre Berechnung entspricht in etwa derjenigen, nach der im Folgenden die Größenverteilung nach der Explosion bestimmt werden soll. Ihre Absorptionskonstanten sind zwar mit den hier verwendeten vergleichbar, andererseits nahmen sie einen abweichenden Verlauf der Lichtkurve an, deren maximale Leuchtkraft eine Größenordnung unter derjenigen liegt, die hier verwendet wird. Abweichend zu den folgenden Überlegungen beruhen ihre Ergebnisse wie auch diejenigen von Pearce & Mayes auf der Integration der Lichtkurve. Desweiteren haben Emmering & Chevalier eine etwas abweichende Sublimationsrate der Staubteilchen angenommen.

#### 4.4.5.1 Die Temperatur der Staubteilchen während des UV-Blitzes

Da die Vorgänge nach dem Ausbruch der Supernova sich in nur kurzer Zeit ereigneten und sich die Explosion auch nicht längerfristig angekündigt hat, sind von dem Ausbruch selbst keine Messungen vorhanden. Einige Eigenschaften des UV-Blitzes wurden aus den Effekten der Umgebung des Sterns gewonnen, die nur durch den Ausbruch zu erklären waren. Es besteht daher eine gewisse Unsicherheit in der genauen Leuchtkraft und des abgestrahlten Spektrums. Hier werden die Ergebnisse von Ensman & Burrows [EnsmanBurrows92] verwendet. Gegenüber anderen Rechnungen haben sie zwischen einer effektiven Temperatur  $T_{\text{eff}}$ , die bei gegebenem Radius  $R$  des Sterns mit  $L = 4\pi R^2 \sigma_{\text{B}} T_{\text{eff}}^4$  einen einfachen Zusammenhang der Leuchtkraft und der Temperatur beschreibt, und einer Farbtemperatur  $T_{\text{C}}$ , die die Form des Spektrums wiedergibt, unterschieden. Ihren Ergebnissen nach ist die Farbtemperatur um einen Faktor 2 bis 3 größer als die effektive Temperatur. Nach ihrem Modell ‚500full1‘ der SN 1987A, das von einer kinetischen Energie bei der Explosion von  $10^{44}$  Joule ausgeht, beträgt die Leuchtkraft während des UV-Blitzes ungefähr  $3.7 \cdot 10^{37}$  Watt. Für die Farbtemperatur fanden sie  $T_{\text{C}} = 9.2 \times 10^5$  K. Bei dem für das Modell verwendeten Radius von  $3.2 \times 10^{10}$  m, ergibt sich daraus eine effektive Temperatur  $T_{\text{eff}} = 4.7 \times 10^5$  K. Die Dauer des Blitzes wird mit 190 Sekunden angegeben und

entspricht der Zeit, bei der die Leuchtkraft auf ein Zehntel der maximalen Leuchtkraft zurückgegangen ist. Zur Vereinfachung wird angenommen, dass das Spektrum durch das eines schwarzen Strahlers der Temperatur  $T_C$  gegeben ist. Um die Leuchtkraft zu bewahren, wird das Spektrum entsprechend mit  $q = T_{\text{eff}}^4/T_C^4$  skaliert.

Zur Berechnung der Verdampfung der Staubteilchen infolge des UV-Blitzes wird vereinfachend vorausgesetzt, dass den Staubteilchen eine Gleichgewichtstemperatur zugeordnet werden kann, die im Fall eines Staubteilchens der Größe  $a$  im Abstand  $r$  von der Supernova mit der Gesamtleuchtkraft  $L$  gegeben ist durch:

$$T_{\text{Staub}}(a) = \left( \frac{L \langle Q(a, T_C) \rangle}{16\pi r^2 \sigma_{\text{SB}} \langle Q(a, T_{\text{Staub}}) \rangle} \right)^{1/4}. \quad (4.32)$$

Hierbei bezeichnen  $\langle Q(a, T_C) \rangle$  und  $\langle Q(a, T_{\text{Staub}}) \rangle$  die über die Planckfunktion der Temperaturen  $T_C$  bzw.  $T_{\text{Staub}}$  gemittelten Absorptionskoeffizienten, wie sie in Abschnitt 2.2.3. eingeführt wurden, und  $\sigma_{\text{SB}}$  die Stefan-Boltzmann-Konstante.

#### 4.4.5.2 Die Verdampfungsrate

Abhängig von der Temperatur des Staubteilchens gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass einzelne Atome die Austrittsenergie  $W$  auf sich vereinigen und sich dadurch von der Oberfläche des Staubteilchens lösen können, was zur allmählichen Verdampfung der Staubteilchen im Vakuum führt. Die Verdampfungsrate im Vakuum lässt sich theoretisch aus der Betrachtung eines Staubteilchens im thermodynamischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung ableiten (siehe z. B. [Lefèvre79]). Der Einfachheit halber wird angenommen, dass das Staubteilchen elektrisch neutral ist. Ein Staubteilchen mit dem Radius  $a$  sei eingebettet in einem Gas der Temperatur  $T$  und der Gasdichte  $n$ . Die Rate, mit der Monomere der Masse  $m$  aus der Gasphase mit dem Staubteilchen zusammenstoßen und an der Oberfläche haften bleiben, berechnet sich zu:

$$\frac{dN}{dt} = \alpha \pi a^2 n \int_0^\infty dv v f(v, T) = \alpha 4\pi a^2 n \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m}}, \quad (4.33)$$

wobei für die Geschwindigkeitsverteilung  $f(v, T)$  die Maxwell-Boltzmann-Verteilung zu nehmen ist.  $k_B$  bezeichnet die Boltzmannkonstante und  $\alpha$  den sogenannten Haftkoeffizienten. Bei einer Staubbichte  $\rho$  führt die Anlagerung von  $dN = 4\pi a^2 da \rho / m$  Monomeren zu einer Wachstumsrate

$$\frac{da}{dt} = \alpha \frac{n}{\rho} \sqrt{\frac{k_B T m}{2\pi}}. \quad (4.34)$$

Das Gleichgewicht ist dadurch gekennzeichnet, dass sich die Kondensations- und die Verdampfungsrate gegenseitig aufheben. Der hierfür notwendige Gasdruck  $p = nk_B T$  entspricht hierbei dem Dampfdruck  $p(T, a)$  des Staubteilchens mit Radius  $a$ . Die Verdampfungsrate eines Staubteilchens der Temperatur  $T$  ist demzufolge gegeben durch:

$$\frac{da}{dt} = \alpha \frac{p(T, a)}{\rho} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}}. \quad (4.35)$$

Dass der Dampfdruck zusätzlich von der Größe des Staubteilchens abhängt, ist auf die Oberflächenspannung zurückzuführen. Die Oberflächenspannung unterstützt das Herauslösen einzelner Atome von der Oberfläche der Staubteilchen und führt dazu, dass der Dampfdruck oberhalb konvex gekrümmter Oberflächen gegenüber flachen Oberflächen größer ist. Wie sich der Dampfdruck mit der Teilchengröße gegenüber dem Dampfdruck  $p(T, \infty)$  einer flachen Oberfläche verändert, wird durch die *Kelvin-Gleichung* beschrieben:

$$p(T, a) = p(T, \infty) \exp\left(\frac{2\sigma m}{\rho a k_B T}\right). \quad (4.36)$$

Insgesamt kann die Verdampfung von Staubteilchen im Vakuum beschrieben werden durch (siehe auch [Lefèvre79]):

$$\frac{da}{dt} = \alpha \frac{p(T, \infty)}{\rho} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(\frac{2\sigma m}{\rho a k_B T}\right). \quad (4.37)$$

Wird der Exponent der *Kelvin-Gleichung* durch  $N^{-1/3}\vartheta_\infty/T$  ersetzt, wobei  $\vartheta_\infty$  gegeben ist durch  $\sigma/k_B (\rho/m)^{-2/3} (32\pi/3)^{1/3}$  und  $N = 4\pi a^3 \rho/3m$  die Anzahl der Atome im Staubteilchen bezeichnet, entspricht die abgeleitete Verdampfungsrate der Gleichung 3.11 von Guhathakurta & Draine [Guhathakurta89], die ihren Ausführungen nach bis zu kleinsten Teilchen von mindestens  $\sim 3$  Monomeren anwendbar sein sollte. Nach Lefèvre [Lefèvre79] bestätigen experimentelle Untersuchungen die Gültigkeit der *Kelvin-Gleichung* bis mindestens 20 Å. Wie groß die Oberflächenspannung verschiedener Staubteilchen ist, ist nicht sehr genau bekannt. So verwendete Lefèvre für Graphit eine Oberflächenspannung von 1 J/m<sup>2</sup> und für Silikat 0.875 J/m<sup>2</sup>. Hier habe ich die Werte von Guhathakurta & Draine genutzt, die für Graphit und Silikat jeweils  $\vartheta_\infty = 20.000$  K angenommen haben.

Die Dampfdruckkurve wird in erster Linie durch die Boltzmannverteilung bestimmt und weist daher im Wesentlichen einen exponentiellen Verlauf auf. Hier habe ich die Näherung gemessener Dampfdruckwerte von Guhathakurta & Draine übernommen. Um einen einfachen Ausdruck der Verdampfungsrate in der Form  $\propto e^{-W/k_B T}$  zu erlangen, haben sie den Ausdruck  $p(T, \infty) \propto \sqrt{T} \exp(-E_B/k_B T)$  mit freiem Parameter  $E_B$  angepasst. Die jeweiligen Austrittsenergien  $W$  sind demnach gegeben durch:

$$W \approx (81.200 - 20.000 N^{-1/3})k_B \quad (\text{Graphit}), \quad (4.38)$$

$$W \approx (68.100 - 20.000 N^{-1/3})k_B \quad (\text{Silikat}). \quad (4.39)$$

Unsicherheiten in der Stärke der Verdampfung bestehen in dem Haftkoeffizienten  $\alpha$ , für den Guhathakurta & Draine 0.1 wählten. Die Verdampfungsrate von Staubteilchen aus Graphit beträgt dann [Guhathakurta89]:

$$\frac{da[\mu\text{m}]}{dt[\text{s}]} \sim \frac{1}{3} 10^{11} e^{-W/k_B T(a)}. \quad (4.40)$$

Die Gleichung stimmt mit derjenigen überein, die Voit [Voit91] sowohl für Graphit als auch für Silikat angibt, und soll für beide Staubzusammensetzungen genutzt werden<sup>4</sup>.

<sup>4</sup>Guhathakurta & Draine geben eine um nahezu eine Größenordnung höhere Verdampfungsrate für

Die angegebenen Formeln gelten nur in dem Fall, dass sich die Energie der Staubteilchen durch die Sublimation einzelner Atome nicht ändert. Bei sehr kleinen Staubteilchen geht indes durch die Sublimation ein wesentlicher Energiebetrag verloren, was dazu führt, dass die Wahrscheinlichkeit der Sublimation drastisch bei kleineren Staubteilchen abnimmt ([Voit91], [Guhathakurta89]). So erhielten Guhathakurta & Draine für ein Graphitteilchen mit  $N = 24$  Atomen ( $\sim 3.7$  Å) eine um vier Größenordnungen reduzierte Sublimationsrate. Demzufolge würde dieser Effekt zu einer längeren Lebensdauer der kleinen Staubteilchen führen. Andererseits handelt es sich hierbei um Staubteilchen, die eigentlich eine starke Temperaturveränderung aufweisen, was hier der Einfachheit halber nicht berücksichtigt wird. Da die Sublimationsrate exponentiell mit der Temperatur ansteigt, sollte dieses Temperaturverhalten die Lebensdauer der Staubteilchen drastisch verkürzen.

#### 4.4.5.3 Berechnung und Ergebnisse

Um die Sublimation der Staubteilchen zu ermitteln, wird zunächst für unterschiedliche Größen der Staubteilchen bei unterschiedlichen Entfernungen zur Supernova die Gleichgewichtstemperaturen nach Gleichung 4.32 bestimmt. Die Abnahme der Staubteilchengröße um  $a_{ev}$  ergibt sich anschließend durch Integration aus Gleichung 4.40. Die neuen Staubteilchengrößen sind demzufolge gegeben durch  $\tilde{a} = a - a_{ev}$ , wobei  $a_{ev}$  wiederum von der anfänglichen Größe  $a$  abhängt. Zur Berechnung der Größenverteilung nach dem UV-Blitz muss bedacht werden, dass die Anzahl der Restgröße derjenigen der anfänglichen Größe vor dem Ausbruch der Supernova entspricht. Bei der gegebenen Dichteverteilung  $f(a)da = Aa^{-3.5}da$  des Wertes  $a$  berechnet sich die Dichteverteilung  $\tilde{f}(\tilde{a})$  der Restgröße  $\tilde{a}$  nicht verdampfter Staubteilchen demzufolge nach folgender Vorschrift:

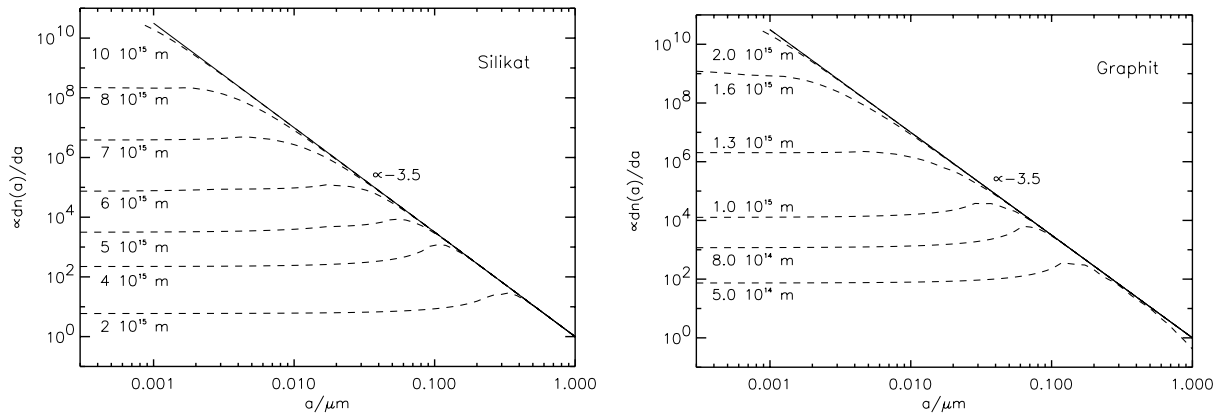
$$\tilde{f}(\tilde{a}) d\tilde{a} = f(a(\tilde{a})) \frac{da}{d\tilde{a}} d\tilde{a} = A(\tilde{a} + a_{ev})^{-3.5} \left(1 - \frac{da_{ev}}{da}\right)^{-1} d\tilde{a}. \quad (4.41)$$

Die Ergebnisse für Silikat und Graphit sind in Abbildung 4.17 dargestellt.

Abhängig von dem Abstand zur Supernova nimmt nach der Rechnung vor allem die Anzahl der kleinen Staubteilchen stark durch den UV-Blitz ab. Bei der Entfernung des Ringes von  $6 \cdot 10^{15}$  m sind alle Silikatteilchen von anfänglich weniger als  $0.03 \mu\text{m}$  vollständig verdampft. Die kleinen Staubteilchen sind ausschließlich Reste größerer Staubkörner. Da die Sublimationsrate zu kleineren Staubteilchen oftmals ansteigt, nimmt die Anzahl zu kleineren Staubteilchen bei einigen Verteilungen entsprechend ab. Auffällig ist, dass die Graphitteilchen viel weniger durch die Supernovaexplosion beeinflusst werden als die Silikatteilchen. Während alle Silikatteilchen von weniger als  $0.25 \mu\text{m}$  Größe bei einem Abstand von  $2 \cdot 10^{15}$  m vollständig in Gasform übergehen, ist bei den Graphitteilchen im gleichen Abstand kaum eine Veränderung festzustellen. Dies entspricht den Ergebnissen von Pearce & Mayes [Pearce86], wonach Silikatteilchen gegenüber Graphitteilchen in der Umgebung einer SN vom Typ II bei einem größeren Abstand zur Supernova verdampfen.

---

Silikat aus  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  an. Da die Verdampfung vorwiegend durch den exponentiellen Term bestimmt wird, sollten sich derartige Ungenauigkeiten nur geringfügig in den Ergebnissen auswirken.



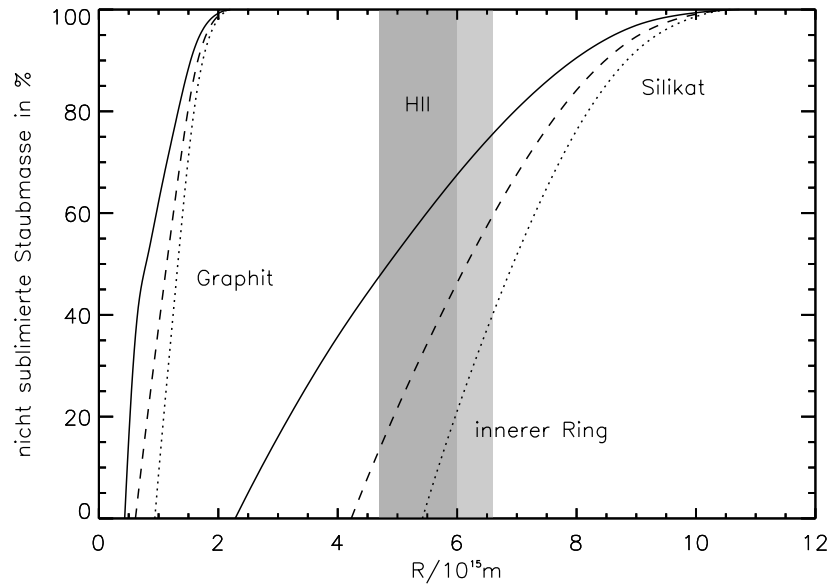
**Abbildung 4.17:** Staubgrößenverteilung von Graphit und Silikat nach dem UV-Blitz in unterschiedlichen Abständen zur Supernova. Vor Ausbruch der Supernova wurde für die Verteilung ein Potenzgesetz  $dn(a) \propto a^{-3.5} da$  angenommen. Graphitteilchen werden bei gleicher Entfernung zur Supernova deutlich weniger stark durch den UV-Blitz betroffen als Silikatteilchen. Insbesondere bei einem Radius von  $\approx 6 \cdot 10^{15}$  m des inneren Ringes sollten nach dieser Rechnung alle Staubteilchen aus Silikat mit einer anfänglichen Größe von weniger als  $\sim 0.03 \mu\text{m}$  vollständig verdampft sein.

Dass Graphit besser den Ausbruch der SN 1987A überstanden haben sollte, hängt damit zusammen, dass die Bindungsenergie der Atome im Graphit größer ist. Desweiteren ist der Effekt auf die niedrigere Gleichgewichtstemperatur der Graphitteilchen während des Supernovaausbruches zurückzuführen.

Aus der berechneten Größenverteilung der Staubteilchen lässt sich angeben, wie groß der Massenverlust durch den UV-Blitz in Abhängigkeit der Entfernung zur Supernova war. In Abbildung 4.18 ist für unterschiedliche maximale Staubteilchen vor Ausbruch der Supernova der theoretische Massenverlust der Staubteilchen aus Silikat und Graphit dargestellt. Entsprechend der vorgestellten Größenverteilung nach dem UV-Blitz hat Graphit den Rechnungen nach im Bereich der HII-Region keine merkliche Massenänderung erfahren, während Silikatstaub vor allem durch die Verdampfung der kleinsten Staubteilchen deutlich in der Masse abgenommen haben muss. Wie groß der Massenverlust der Silikatteilchen ist, hängt dramatisch von der maximalen Staubgröße vor dem Ausbruch der Supernova ab, die wie die Größenverteilung nicht genau bekannt ist.

Da die Berechnungen auf unterschiedlichen Konstanten beruhen, die zum Teil wie die Sublimation der Atome von der Stauboberfläche nicht sehr genau bekannt sind, sind zusätzliche Ungenauigkeiten nicht auszuschließen. Andererseits stimmen spezielle Ergebnisse von Emmering & Chevalier [EmmeringChevalier89] nahezu mit den hier abgeleiteten Werten überein. So untersuchten sie die kritischen Abstände zur Supernova, bei denen Silikatteilchen mit Radien  $0.01$  und  $0.1 \mu\text{m}$  vollständig verdampfen und erhielten  $7.5 \cdot 10^{15}$  m bzw.  $1.5 \cdot 10^{15}$  m. Entsprechend habe ich für die Entfernungen  $\sim 6.8 \cdot 10^{15}$  m und  $\sim 2.2 \cdot 10^{15}$  m ermittelt.

Falls sich vor dem Supernovaausbruch Graphitteilchen im inneren Bereich des Ringes befanden, so sollte sich das Verhältnis zwischen Graphit und Silikat deutlich zugunsten



**Abbildung 4.18:** Nicht sublimierte Masse von Graphit und Silikat nach dem UV-Blitz in Abhängigkeit des Abstandes zur Supernova. Es ist angenommen, dass vor dem UV-Blitz die Größenverteilung der Staubteilchen der MRN-Verteilung genügte. Gezeigt wird die Massenänderung bei einer anfänglichen minimalen Staubteilchengröße von  $0.001 \mu\text{m}$  und unterschiedlichen maximalen Staubteilchengrößen von  $0.25$ ,  $0.1$  und  $0.05 \mu\text{m}$ , dargestellt durch eine durchgezogene, gestrichelte und gepunktete Linie. Zusätzlich sind die ungefähren Bereiche des zentralen Ringes und der HII-Region eingetragen.

des Graphits verschoben haben. Insgesamt ist zu erwarten, dass die Verdampfung eines beachtlichen Teils der Staubteilchen zu einem sehr viel geringeren Massenverhältnis von Staub zu Gas in der zirkumstellaren Umgebung geführt hat, als vor Ausbruch der Supernova vorhanden war. Da insbesondere die Anzahl der kleinen Silikatteilchen deutlich abgenommen haben müsste, dürfte das Infrarotspektrum kaum durch die Temperaturschwankungen kleiner Teilchen beeinflusst sein. Andererseits werden die Staubteilchen hinter der Stoßwelle so stark aufgeheizt, dass dieser Effekt viel geringer als bei einem Emissionsspektrum von Staubteilchen ist, die nur dem interstellarem Strahlungsfeld ausgesetzt sind (Abschnitt 2.4).

#### 4.4.6 Staubzerkleinerung in heißen Plasmen

Stoßwellen der Supernovae gelten als eine der wesentlichen Mechanismen, die zur Zerkleinerung interstellaren Staubes und dadurch zu dem beobachteten Massenverhältnis zwischen Staub und Gas führen. Hierbei kann zwischen thermischem Sputtering, nicht-thermischem Sputtering und den Stößen zwischen Staubteilchen unterschieden werden [Seab87]. Als Sputtering wird das Herausschlagen von Atomen aus der Oberfläche in Folge eines Auftreffens eines energetischen Atoms bzw. Ions des Gases bezeichnet und führt dadurch zur Abnahme  $\Delta a$  der Staubgröße ([DraineSalp79a], [Tielens94]). Beruht die Ge-



schwindigkeit der Atome alleine auf der Temperatur des Gases, handelt es sich um das sogenannte thermische Sputtering. Die beiden weiteren Effekte werden durch eine Eigenbewegung des Staubteilchens bezüglich des Gases hervorgerufen. Treffen Staubteilchen aufeinander, kann es abhängig von der kinetischen Energie zur teilweisen oder vollständigen Verdampfung der Staubteilchen kommen oder es werden größere Staubteilchen in viele kleinere Staubteilchen zerschmettert ([Jones94], [Jones96]). Die erwähnten Prozesse müssten nach theoretischen Überlegungen die Staubteilchen des interstellaren Mediums so effektiv zerkleinern, dass weniger Staub vorhanden sein sollte, als durch Beobachtungen festgestellt wird ([Jones94], [Tielens94], [Jones96]), sofern keine Staubmasse im interstellaren Medium gebildet wird.

Die Zusammenstöße der Staubteilchen untereinander sollten vorrangig im Fall langsamer und Strahlung emittierender Stoßwellen (*radiative shocks*), die sich durch eine hohe Verdichtung des Gases auszeichnen, von Bedeutung sein (siehe z. B. [Seab87]). Dies hängt einerseits damit zusammen, dass in langsamen Stoßwellen von weniger als  $\sim 100$  km/s das Gas nicht genügend stark aufgeheizt wird, als dass Ionen effektiv Atome durch Sputtering von der Oberfläche der Staubteilchen lösen. Andererseits werden die Staubteilchen in langsamen Stoßwellen bei hoher Kompression des Gases, was zugleich mit einer Verdichtung des Magnetfeldes verbunden ist, durch den Betatroneffekt auf hohe Geschwindigkeiten gegeneinander beschleunigt. Demgegenüber werden in schnellen Stoßwellen ( $\geq 200$  km/s) die Staubteilchen wegen der höheren Reibung mit dem Gas auf die Geschwindigkeit des Gases beschleunigt, bevor das Gas stark komprimiert [Tielens94]. Eine Relativbewegung der Staubteilchen ergibt sich im Wesentlichen allein dadurch, dass die Reibung wegen  $\propto 1/a\rho$  zu kleineren und leichteren Staubteilchen zunimmt.

Für die SN 1987A werde ich angesichts der hohen Geschwindigkeit der Stoßwelle von  $\sim 3000$  km/s und der geringen Kompression des Gases um den Faktor 4 die Effekte der Zusammenstöße zwischen Staubteilchen vernachlässigen, so dass im Folgenden allein die Staubzerkleinerung durch Sputtering betrachtet wird. Die Häufigkeit von Zusammenstößen zwischen den Staubteilchen dürfte zudem durch die Verdampfung kleiner Staubteilchen während des UV-Blitzes (siehe Abschnitt 4.4.5) sehr stark abgenommen haben.

Die Rate, mit der Atome durch Sputtering von einem Staubteilchen mit dem Radius  $a$  in einem Gas der Temperatur  $T$  und den Teilchendichten  $n_i$  unterschiedlicher Gaskomponenten mit den Teilchenmassen  $m_i$  abgetragen werden, ist gegeben durch:

$$\frac{dN}{dt} = 2\pi a^2 \sum_i n_i \int_0^\infty dv v f(v, T) Y_i(v = \sqrt{2E/m_i}) = 2\pi a^2 \sum_i n_i \langle Y_i v \rangle. \quad (4.42)$$

Für die Geschwindigkeitsverteilung  $f(v, T)$  der Gasteilchen ist wieder die Maxwell-Boltzmann-Verteilung einzusetzen.  $Y_i(v)$  bezeichnet die Anzahl der Atome, die sich von der Oberfläche des Staubteilchens lösen, wenn ein Gasatom der Komponente  $i$  mit der kinetischen Energie  $E$  auf das Staubteilchen trifft. Der Faktor 2 folgt aus der über den Auftreffwinkel gemittelten Sputterrate [DraineSalp79a]. Für gewöhnlich wird die Teilchendichte der einzelnen Gaskomponenten mit  $n_i = A_i n_{\text{H}}$  durch das Verhältnis zur Teilchendichte der Wasserstoffatome ersetzt. Bei einer Staubbichte  $\rho$  und einer mittleren Masse

$m_{\text{sp}}$  der abgesputterten Atome ist die Anzahl der von der Oberfläche abgetragenen Atome gegeben durch  $dN = \rho\pi a^2 da/m_{\text{sp}}$ . Der Radius des Staubteilchens reduziert sich demzufolge mit einer Rate

$$\frac{1}{n_{\text{H}}} \frac{da}{dt} = \frac{m_{\text{sp}}}{2\rho} \sum A_i \langle Y_i v \rangle . \quad (4.43)$$

#### 4.4.6.1 Die Lebensdauer der Staubteilchen bezüglich Sputtering

Statt zu ermitteln, wie groß die einzelnen Beiträge der Ionen zum Sputtering sind, habe ich die Ergebnisse von Tielens et al. [Tielens94] verwendet, die bei solaren Häufigkeiten der Elemente für einige Staubzusammensetzungen wie Silikat und Graphit die entsprechenden Werte berechnet haben. Demzufolge bleibt die Sputterrate oberhalb  $\approx 10^7$  Kelvin nahezu konstant. Speziell ergibt sich für Silikat und Graphit bei einer Temperatur  $3 \cdot 10^8$  Kelvin eine Lebenszeit von:

$$\tau = \frac{a[0.01 \mu\text{m}]}{n_{\text{H}}[\text{cm}^{-3}]} \times \begin{cases} 3.60 \times 10^3 & \text{Silikat} \\ 1.43 \times 10^4 & \text{Graphit} \end{cases} \text{ Jahre.} \quad (4.44)$$

Innerhalb eines Faktors zwei stimmen die Ergebnisse nach Tielens et al. mit denen von Draine & Salpeter [DraineSalp79a] und Seab & Shull [Seab83] überein.

Nach Draine & Salpeter [DraineSalp79a] tragen die Heliumionen ungefähr bis zur Hälfte zum Sputtering bei. Die Sputterrate der übrigen Ionen (vorwiegend Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff) beträgt ungefähr 10% der Rate des Wasserstoffs. Bei einer Häufigkeit von 2.5 des Heliums und 30% der schwereren Elemente in der Umgebung der SN 1987A [Lundqvist96] ist in der HII-Region eine um einen Faktor  $\approx 1.7$  höhere Sputterrate zu erwarten. Einen zusätzlichen Beitrag zum Sputtering ergibt sich aus der Bewegung der Staubteilchen mit der Geschwindigkeit der Stoßwelle relativ zum erhitzten Gas hinter der Stoßwelle, was nach Draine [Draine81] zu einer ungefähr um einen Faktor zwei erhöhten Sputterrate führt. Demzufolge beträgt die Lebensdauer eines Staubteilchens mit Radius  $0.01 \mu\text{m}$  aus Silikat oder Graphit in einem heißen Gas der SN 1987A ungefähr  $1.06 \cdot 10^3/n_{\text{H}}[\text{cm}^{-3}]$  bzw.  $4.21 \cdot 10^3/n_{\text{H}}[\text{cm}^{-3}]$  Jahre.

#### 4.4.6.2 Massenverlust von Staub hinter der Stoßwelle

Um das Massenverhältnis von Staub zu Gas in dem Bereich des komprimierten Gases hinter der Stoßwelle zu berechnen, sei ein vereinfachtes Modell betrachtet. So müsste bei einer genaueren Berechnung z. B. einzeln untersucht werden, ob die unterschiedlichen Staubteilchen in diesem Bereich gehalten werden können oder aber nach einiger Zeit von der expandierenden Auswurfmasse, die die Stoßwelle antreibt, erfasst werden. Hier wird angenommen, dass alle Staubteilchen in dem komprimierten Bereich verbleiben. Würden keine Zerkleinerungsprozesse einsetzen, bliebe das Massenverhältnis von Staub zu Gas demnach unverändert. Würde kein Staubteilchen von dem Gas mitgerissen, ergäbe sich, da das Gas im Fall der starken Stoßwelle um den Faktor 4 komprimiert wird, ein um den Faktor 4 reduziertes Massenverhältnis. Da diese Verluste nicht berücksichtigt werden, geben die hier ermittelten Werte des Massenverlustes untere Grenzwerte an.

Wie zuvor bei der Berechnung der Infrarotemission wird angenommen, dass der Bereich des komprimierten Gases eine konstante Dichte aufweist. Weiterhin sei die Temperatur des Gases so heiß ( $> 10^7$  K), dass die Sputterrate durch die im vorigen Abschnitt angegebenen Werte beschrieben werden kann. Um die Grenzen der HII-Region festzulegen, habe ich die anhand von Radiobeobachtungen [Gaensler97] ermittelte Ausdehnung  $r(t_1)$  nach  $t_1 = 3200$  Tagen verwendet (siehe 4.4.2). Die innere Grenze ergibt sich dann durch die Wahl der Geschwindigkeit  $v_s$  der Stoßwelle bzw. der Dichte des Gases mit  $r(t_0) = r(t_1) - v_s(t_1 - t_0)$ , wobei ich für  $t_0 = 1200$  Tage angesetzt habe. Zusätzlich nehme die Fläche der Stoßfront proportional zum Quadrat des Abstandes zum Mittelpunkt des zentralen Ringes zu<sup>5</sup>.

Zur Berechnung der durch Sputtering reduzierten Staubmasse muss wie bei der Verdampfung der Staubteilchen während des UV-Blitzes festgestellt werden, wie sich die anfängliche Größenverteilung der Staubteilchen verändert. Gegenüber der Verdampfungsrates infolge des UV-Blitzes, die wesentlich von der Staubgröße beeinflusst wird, verringert sich der Radius aller Staubteilchen einer Staubzusammensetzung durch Sputtering in der Zeit  $t$  um einen gleichen Betrag  $\Delta a(t)$ . Entsprechend ist die Größenverteilung  $\tilde{f}(\tilde{a}, \Delta t)$  der Radien  $\tilde{a} = a - \Delta a(\Delta t)$  bei einer anfänglichen Verteilung  $f(a)$  nach einer Zeit  $\Delta t$  gegeben durch:

$$\tilde{f}(\tilde{a}, \Delta t) d\tilde{a} = f(a(\tilde{a}, \Delta t)) \frac{da}{d\tilde{a}} d\tilde{a} = f(\tilde{a} + \Delta a(\Delta t)) d\tilde{a} = \text{konstant.} \quad (4.45)$$

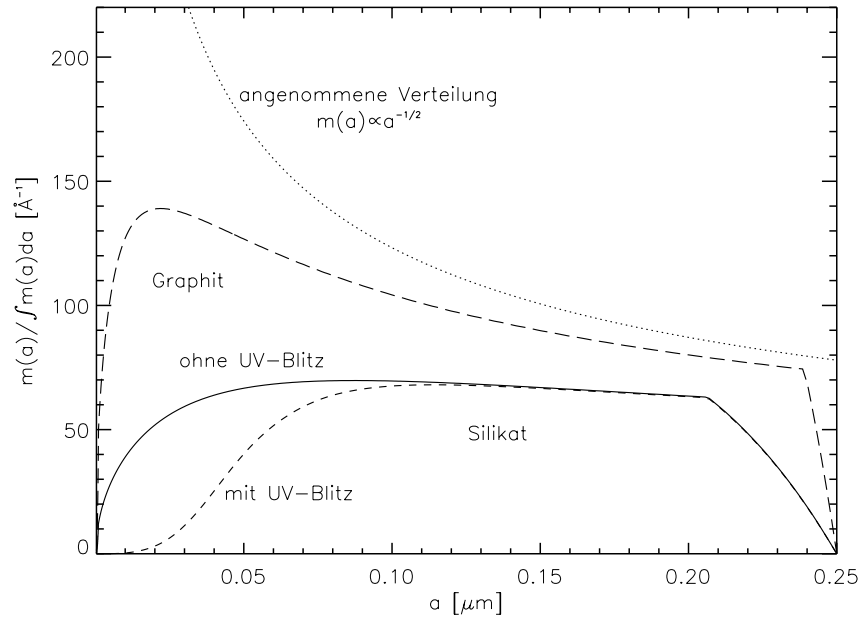
Berücksichtigt werden alle Staubteilchen, deren Radius  $\tilde{a}$  mindestens  $3 \text{ \AA}$  beträgt. Wie die Untersuchungen der Folgen des UV-Blitzes auf die Staubteilchen gezeigt haben (Abschnitt 4.4.5), ist im Fall des Silikats die Größenverteilung im Bereich der HII-Region deutlich von der Entfernung zur Supernova bestimmt. Die Größenverteilung ist allgemein daher zusätzlich eine Funktion des Abstandes  $r(t') = r(t_1) + v_s(t' - t_1)$ . Die mittlere Größenverteilung ergibt sich durch Integration über den von der Stoßfront nach der Zeit  $t$  erfassten Bereich:

$$\langle \tilde{f}(\tilde{a}, t - t_0) \rangle \propto \int_{t_0}^t dt' v_s \tilde{f}(\tilde{a}, t - t', r(t')) r(t')^2. \quad (4.46)$$

Zur Berechnung der mittleren Größenverteilung zur Zeit der Messungen mit *ISO* ist  $t \approx 4000$  Tage einzusetzen.

In Abbildung 4.19 ist der Massenverlust von Graphit und Silikat durch Verdampfung und Sputtering veranschaulicht, wobei zur Verdeutlichung nicht die Anzahldichte, sondern die Massendichte  $dm \propto a^3 \langle \tilde{f}(\tilde{a}, t - t_0) \rangle da$  als Funktion des Staubrads dargestellt ist. Für Silikat ist zudem die theoretische Verteilung gezeigt, die sich allein durch Sputtering ergeben würde. Bei Graphit ergäbe sich hierdurch keine wesentliche Änderung, da die Graphitteilchen in der HII-Region den Supernovaausbruch unbeschadet überstanden haben (Abschnitt 4.4.5). Wie der Graphik zu entnehmen ist, sollte die mittlere Größenverteilung der Staubteilchen flacher als die angenommene MRN-Verteilung verlaufen.

<sup>5</sup>Diese Annahme ist nicht sehr entscheidend bei der Bestimmung des Massenverlustes durch Sputtering. Würde die Fläche proportional zum Abstand verlaufen, wäre der Massenverlust nur unwesentlich größer.



**Abbildung 4.19:** Theoretische mittlere Größenverteilung im komprimierten Gas hinter der Stoßwelle. Um den Massenverlust zu verdeutlichen, ist die Gesamtmasse der einzelnen Staubgrößen gegen den Radius der Staubteilchen aufgetragen. Als ursprüngliche Größenverteilung (gepunktete Linie) ist eine MRN-Verteilung  $dm \propto a^{-0.5} da$  mit  $a_{\min} = 10 \text{ \AA}$  bis  $a_{\max} = 0.25 \text{ \mu m}$  angenommen. Gezeigt sind die Verteilungen von Graphit (langgestrichelte Linie) und Silikat (durchgezogene und gestrichelte Linie). Gegenüber Silikat ist bei Graphit nur eine Kurve gezeigt, da Graphit keinen merklichen Massenverlust durch den UV-Blitz erlitten hat.

In der Tabelle 4.4 sind für die zwei betrachteten Dichten in der HII-Region die hieraus berechneten Massenverluste der Staubteilchen aus Silikat und Graphit aufgeführt. Für Silikat sind unterschiedliche Massenverluste gegenübergestellt, die sich allein durch Sputtering oder den Folgen des UV-Blitzes oder aber durch beide Prozesse ergeben. Da Graphit in dem Bereich der HII-Region keinen Massenverlust erfahren haben dürfte, gibt der entsprechende Massenverlust durch Sputtering den Masseverlust insgesamt an. Bei den Berechnungen ist jeweils angenommen, dass die Staubgrößenverteilung vor Ausbruch der SN 1987A durch die MRN-Verteilung  $dn(a) \propto a^{-3.5} da$  gegeben war. Der Einfluss der anfänglichen maximalen Staubgröße auf den Massenverlust ist anhand zweier Staubgrößen von  $0.25 \text{ \mu m}$  und  $0.1 \text{ \mu m}$  gezeigt.

Im Fall von Silikat sind die Massenverluste bei einer maximalen Staubteilchengröße von  $0.25 \text{ \mu m}$  und einer Gasdichte des komprimierten Gases von  $300 \text{ cm}^{-3}$  durch Verdampfung und Sputtering in etwa vergleichbar. Da die kleineren Staubteilchen aus Silikat gegenüber größeren Staubteilchen während des UV-Blitzes eine höhere Temperatur und demzufolge eine höhere Sublimationsrate aufweisen, nimmt der Massenverlust bei geringerer maximaler Staubgröße infolge der Verdampfung stärker als der Massenverlust durch Sputtering zu. Beide Prozesse führen zu einem deutlich höheren Massenverlust bei Silikat

$n_{\text{H}}$ (hinter der Stoßfront)		$300 \text{ cm}^{-3}$		$600 \text{ cm}^{-3}$	
		$a_{\text{max}} [\mu\text{m}]$	0.25	0.10	0.25
$\Delta M_{\text{Sputt.}}$	(Silikat)	46.5%	64.5%	61.1%	78.9%
$\Delta M_{\text{Subl.}}$	(Silikat)	49.0%	78.3%	48.3%	77.5%
$\Delta M_{\text{Subl.}+\text{Sputt.}}$	(Silikat)	59.4%	84.6%	67.8%	89.2%
$\Delta M_{\text{Sputt.}}$	(Graphit)	24.5%	36.9%	34.8%	50.6%

**Tabelle 4.4:** Massenverlust durch Sputtering und Verdampfung. Die aufgeführten Massenverluste gelten für den Fall, dass die anfängliche Größenverteilung jeweils durch eine MRN-Verteilung  $dn(a) \propto a^{-3.5} da$  mit minimalem Radius  $10 \text{ \AA}$  und maximalem Radius  $a_{\text{max}}$  gegeben ist.  $\Delta M_{\text{Sputt.}}$  und  $\Delta M_{\text{Subl.}}$  bezeichnen den Massenverlust, der allein durch Sputtering oder Verdampfung während des UV-Blitzes erfolgt.  $\Delta M_{\text{Subl.}+\text{Sputt.}}$  ergibt sich bei Annahme der Größenverteilung nach dem UV-Blitz und anschließendem Sputtering. Da während des UV-Blitzes im Bereich der HII-Region kein Massenverlust der Graphitmasse durch Verdampfung auftrat, ist für Graphit lediglich der Massenverlust durch Sputtering aufgeführt.

als bei Graphit.

Zwar müsste sich sowohl im Fall von Graphit wie auch im Fall von Silikat die Staubmasse reduziert haben, insgesamt sind die aufgeführten Massenverluste jedoch nicht ausreichend, um ein anfängliches Massenverhältnis von Staub zu Gas zu erhalten, das nach Koornneef [Koornneef84] dem in der „Großen Magellanschen Wolke“ ( $\sim 0.25\%$ ) entsprechen würde. Erreichbar wäre dieses nach dem vereinfachten Modell bei einer höheren Wasserstoffdichte oder bei einer kleineren maximalen Staubgröße von weniger als  $0.1 \mu\text{m}$ . So ergibt sich im Fall von Staubteilchen aus Silikat bei einer Wasserstoffdichte von  $600 \text{ cm}^{-3}$  und einer maximalen Staubgröße von  $0.1 \mu\text{m}$  immerhin ein anfängliches Massenverhältnis von nahezu  $0.1 \%$ .

Es ist hierbei zu berücksichtigen, dass der Staubmassenanteil in dem komprimierten Gas aufgrund der Trägheit der größeren Staubteilchen, wie erwähnt, selbst ohne Sputtering oder anderer Prozesse geringer sein könnte.

#### 4.4.7 Zusammenfassung und Diskussion

Die gemessenen Infrarotflüsse 4000 Tage nach der Explosion können mit dem Modell einer HII-Region relativ hoher Dichte im inneren Bereich des zentralen Rings erklärt werden. Dieses Ergebnis stimmt damit mit der ermittelten Größe des Emissionsgebietes überein. Die Emission wird demnach von Staub hervorgerufen, der durch Stöße mit Elektronen und Ionen in dem komprimierten und erhitzten Gas hinter der Stoßwelle erwärmt wird.

##### 4.4.7.1 Eigenschaften des zirkumstellaren Staubes

Im Einzelnen kann anhand der gemessenen Flüsse nicht geklärt werden, um welche Staubteilchen es sich hierbei handelt. Um diese Frage beantworten zu können, wären mehr pho-

tometrische Daten oder insbesondere Spektren der Emission notwendig. Entspricht die Häufigkeit der Elemente in der HII-Region derjenigen des zentralen Ringes, für die ein Verhältnis von Kohlenstoff zu Sauerstoff von  $C/O < 1$ , [Lundqvist96]) abgeleitet werden konnte, müsste sich im Gas vorrangig Silikat gebildet haben ([Lodders96], [Sedlmayr96]). Demgegenüber werden mit Staubteilchen aus Graphit weitaus bessere Ergebnisse als mit Staubteilchen aus Silikat erzielt. So kann allein mit Silikat, wie es auch im Fall der Kondensate festgestellt wurde, nicht der Fluss bei  $6.7 \mu\text{m}$  erklärt werden.

Mit einem Gemisch aus Silikat und Graphit im Fall einer Wasserstoffdichte von  $600 \text{ cm}^{-3}$  des komprimierten Gases kann sogar eine völlige Übereinstimmung der gemessenen Flüsse mit dem Modell erlangt werden. Das Massenverhältnis von Silikat zu Graphit wurde zu  $0.83^{+0.64}_{-0.40}$  ermittelt. Die Größenverteilung ist hierbei durch ein Potenzgesetz gegeben mit  $dn \propto a^{-k} da$  mit  $k = 3.5^{+0.54}_{-1.55}$ .

Ein wesentlicher Anteil des Staubes muss demnach aus Graphit oder aus Staubteilchen, dessen optisches Verhalten dem des Graphits ähnlich ist, bestehen. Dass trotz des Verhältnisses  $O/C > 1$  ein hoher Massenanteil an Graphit festgestellt wird, kann, wie gezeigt wurde, Folge des UV-Blitzes sein, da im Bereich der HII-Region die Graphitteilchen den Ausbruch nahezu unbeschadet überstanden haben müssten, während ein Großteil der Silikatteilchen vermutlich vollständig verdampfte. Nicht auszuschließen ist, dass es sich statt um Graphit insbesondere um Eisen handelt, das nach Silikat die häufigste Staubzusammensetzung in den Winden sauerstoffreicher Sterne sein sollte [Gail99].

#### 4.4.7.2 Die Dichte der HII-Region

Eine zusätzliche Information über die Dichte der HII-Region wäre im Prinzip mit Hilfe der thermischen Emission der Staubteilchen möglich. Jedoch bedarf es einer genauen Kenntnis der Staubzusammensetzung bzw. der Kenntnis der optischen Eigenschaften der Staubteilchen, auf die die Emission zurückzuführen ist. Nach den Untersuchungen der Staubemission mit Hilfe von Silikat und Graphit scheint die Dichte in der HII-Region eher  $600 \text{ cm}^{-3}$  als  $300 \text{ cm}^{-3}$  zu betragen. Bei niedrigerer Dichte werden zur Erklärung der gemessenen Flüsse kleinere Staubteilchen bis  $10 \text{ \AA}$  benötigt, die jedoch infolge des Supernovaausbruchs verdampften oder deren Anzahl durch Sputtering hinter der Stoßwelle stark abgenommen hat. Desweiteren kann bei höherer Dichte eine perfekte Übereinstimmung von Modell und den gemessenen Flüssen erzielt werden.

#### 4.4.7.3 Erklärungen der geringen Staubmasse

Aus der Staubmasse und der aus dem Emissionsmaß der Röntgenemission [Hasinger96] abgeleiteten Gasmasse ergibt sich mit  $\approx 0.01\%$  ein deutlich geringeres Massenverhältnis von Staub zu Gas, als für die „Große Magellansche Wolke“ abgeleitet worden ist, wonach das mittlere Massenverhältnis bei einem Massenverhältnis von  $0.75\%$  in unserer „Milchstraße“ ungefähr  $\sim 0.25\%$  beträgt [Koornneef84]. Falls das Massenverhältnis vor der Supernovaexplosion ungefähr diesem Wert entsprach, müsste die Masse demnach bis zur Messung mit *ISOCAM* auf das 25-fache der Anfangsmasse reduziert worden sein.

- Eingehend untersucht wurde die Verdampfung von Staubteilchen während des UV-Blitzes und die Zerkleinerung von Staubteilchen durch Sputtering im komprimierten Gas hinter der Stoßwelle, wobei angenommen wurde, dass die Größenverteilung der Staubteilchen vor Ausbruch der Supernova durch die MRN-Verteilung gegeben war. Beide Prozesse können im Fall von Silikat zu einer merklichen Verringerung der Staubmasse geführt haben. Die Verdampfung von Staubteilchen aus Graphit müsste bei dem Abstand der HII-Region von der Supernova, der anhand von Radiobeobachtungen ermittelt worden ist [Gaensler97], hingegen vernachlässigbar sein. In dem geringeren Massenverlust von Graphit spiegelt sich zudem die geringere Sputterrate von Graphit gegenüber Silikat wider.

Der Massenverlust von kondensiertem Eisen, das nach Gail [Gail99] eines der vorrangigen Staubzusammensetzungen sauerstoffreicher Sterne ist, dürfte vergleichbar mit dem von Silikat sein, was jedoch speziell zu untersuchen ist. Zumindest sollte die durch Sputtering abgetragene Masse nach den Sputterraten von Tielens et al. [Tielens94] nur wenig unterhalb des Massenverlustes von Silikat und oberhalb desjenigen von Graphit liegen.

Nach den Berechnungen des Massenverlustes allein durch Verdampfung und Sputtering muss die maximale Staubgröße bei den betrachteten Wasserstoffdichten in der HII-Region kleiner als  $0.1 \mu\text{m}$  gewesen sein, um einen Massenverlust zu erzielen, der ein anfängliches Massenverhältnis von  $\sim 0.25\%$  von Staub zu Gas ergibt.

Um den genauen Massenverlust unterschiedlicher Staubteilchen zu ermitteln, sind genauere Berechnungen notwendig, die insbesondere das Verhalten der Staubteilchen in dem komprimierten Gas mit einbeziehen. So ergibt sich ein zusätzlicher scheinbarer Massenverlust möglicherweise durch die Trägheit der größeren Staubteilchen, die nicht wie das Gas hinter der Stoßwelle komprimiert werden.

- Desweiteren können Effekte vor Ausbruch der Supernova zu einer Verringerung des Massenverhältnisses geführt haben. Ein geringerer Staubanteil im Bereich der HII-Region wurde vielleicht durch den Wind des „Blauen Überriesen“ hervorgerufen. In der Grenzschicht, wo der schnelle dünne Wind des „Blauen Überriesen“ auf den langsamen Wind hoher Dichte des „Roten Überriesen“ trifft, könnten sich Instabilitäten gebildet haben, die zu einer starken Vermischung beider Gasanteile führten ([Garcia96a], [Garcia96b]). Da der Wind des „Blauen Überriesen“ keine nennenswerte Staubmasse enthält, ergäbe sich hierbei eine Zone mit nur einem geringen Staubanteil.
- Da die schweren Elemente gewöhnlich vorwiegend in den Staubteilchen gebunden sind, müsste durch Verdampfung oder Sputtering der Staubteilchen der Anteil dieser Elemente im Gas deutlich gestiegen sein. Demgegenüber musste Borkowski, um die mit *ROSAT* gewonnenen Ergebnisse mit dem Modell von Chevalier & Dwarakadas [Chevalier95] beschreiben zu können, voraussetzen, dass die Häufigkeit freier Eisenatome nur maximal  $10\%$  derjenigen in der Sonne beträgt.

Sind die Ergebnisse der Modellrechnungen der Staub- und Röntgenemission richtig, weist die HII-Region sowohl eine geringe Staubmasse als auch eine geringe Häufigkeit an Metallen auf. Dies wäre der Fall, wenn die Metalle zunächst im Wind des „Roten Überriesen“ in Staubteilchen eingebunden und anschließend nach dessen Umwandlung vermutlich vor 20.000 Jahren [Crotts91] zu einem „Blauen Überriesen“ durch den Strahlungsdruck aus den Bereich des inneren Ringes getragen wurden, was theoretischen Rechnungen nach möglich sein soll ([Turner92], [Pearce92]). Da der Strahlungsdruck zu kleineren Staubteilchen hin zunimmt, würde dieser Vorgang dazu führen, dass die kleineren Staubteilchen weiter nach außen getragen werden. Für den Bereich der HII-Region ermittelten Turner & Pearce [Pearce92] bei einer Lebensdauer des „Blauen Überriesen“ von 20.000 Jahren und einer Wasserstoffdichte des „Roten Überriesen“ von  $100 \text{ cm}^{-3}$  eine minimale Staubteilchengröße aus Silikat von  $\sim 0.2 \mu\text{m}$ . Jedoch beruhen die Ergebnisse auf vereinfachten Annahmen. Insbesondere wurde nicht berücksichtigt, dass die Staubteilchen durch die energetische Strahlung des „Blauen Überriesen“ vermutlich elektrisch geladen waren, was zu einer erhöhten Reibung mit dem Gas und zu einer Wechselwirkung mit dem Magnetfeld des Sterns geführt haben dürfte.

- Insgesamt muss bedacht werden, dass der Staubanteil in dem Wind eines „Roten Überriesen“ nicht sehr genau bekannt ist. Nach Sedlmayr [Sedlmayr96] bilden sich unter den physikalischen Bedingungen in diesen Winden vorrangig äußerst kleine Körner, die erst später im interstellaren Medium zu den beobachteten interstellaren Staubteilchen anwachsen. Theoretische Berechnungen für kohlenstoffreiche Sterne ergab für die Winde einen Massenanteil kondensierter Materie in der Größenordnung von nur 0.1% ([Krueger94], [Krueger97]). Das ermittelte Massenverhältnis von 0.01% wäre damit konsistent mit dem theoretischen Modell, dass „Rote Überriesen“ nur sehr geringfügig Staubmasse im interstellaren Medium erzeugen. Legt man einen Massenverlust von 80% durch Verdampfung und Sputtering zugrunde, ergäbe sich ein Massenverhältnis von 0.05% vor Ausbruch der Supernova.

Andererseits könnte das Massenverhältnis auch größer sein als nach den theoretischen Berechnungen der Staubbildung vorhergesagt wird. So wurde für den Stern *IRC+10216*, einem der hellsten Objekte am Himmel bei einer Wellenlänge von  $10 \mu\text{m}$ , aus dem Massenverlust ein Massenverhältnis von 0.004 ermittelt [Jura96]. Der Wert ist jedoch immer noch gegenüber dem mittleren Massenverhältnis in unserer Galaxie um einen Faktor  $\sim 2$  geringer.



# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Ungefähr 11 Jahre nach dem Ausbruch der SN 1987A wurden Messungen mit dem Infrarotsatelliten *ISO* durchgeführt, um neue Kenntnisse über die in der Supernova gebildeten Kondensate und die zirkumstellaren Staubteilchen abzuleiten. Im Wesentlichen stützt sich diese Untersuchung auf Beobachtungen mit der Kamera *ISOCAM*, die nach dem heutigen Stand das einzige Instrument an Bord von *ISO* ist, mit dem Infrarotemission der Supernova nachgewiesen werden konnte.

Anhand dieser photometrischen Messungen konnten Flüsse bei 6.7, 12 und 14.3  $\mu\text{m}$  ermittelt werden. Desweiteren wurden mit Hilfe der Beobachtungen bei 12 und 14.3  $\mu\text{m}$  zur Charakterisierung der Quelle die absoluten Koordinaten der Infrarotemission bestimmt sowie die Größe und Form der Emissionsregion näher untersucht.

Zur Analyse der gewonnenen Flüsse habe ich ein möglichst realistisches Staubmodell verwendet, das die wesentlichen Eigenschaften berücksichtigt wie das Absorptionsverhalten unterschiedlicher Staubteilchen und die Temperaturschwankungen sehr kleiner Teilchen. Neben Silikat und Graphit können anhand des Modells Staubteilchen aus Siliziumkarbid und Eisen untersucht werden, die durch Photonen, durch Stöße im heißen Gas oder durch beide Prozesse erwärmt werden. Die notwendigen optischen Eigenschaften der Eisenteilchen wurden eigens ermittelt, um speziell überprüfen zu können, ob, neben anderen Staubteilchen, insbesondere kondensiertes Eisen die gemessenen Flüsse erklären kann, da Eisen als eines der wichtigsten Kondensate in Supernovae angeführt wird.

### 5.1 Zusammenfassung der Messergebnisse

1. Die Flüsse bei 6.7, 12 und 14.3  $\mu\text{m}$  betragen  $0.496 \pm 25.08\%$  mJy,  $2.405 \pm 4.33\%$  mJy und  $2.816 \pm 5.47\%$  mJy (Abschnitt 3.3.4).
2. Die Koordinaten wurden mittels eines im Beobachtungsfeld liegenden Sternes abgeleitet. Die Sternposition (5h35m18.418s,  $-69^{\circ}16'30.''65$ ) habe ich mit hoher Genauigkeit ( $< 0.''1$ ) anhand von Beobachtungen mit dem *NTT* (*New Technology Telescope*) und dem *HST* bestimmt (Abschnitt C) und wird für zukünftige Infrarotmessungen von großer Bedeutung sein.

Anhand der Messungen bei 12 und 14.3  $\mu\text{m}$  wurden folgende Positionen der Infrarotemission relativ zur SN 1987A mit den absoluten Koordinaten  $\alpha = 5\text{h}35\text{m}27.968\text{s}$ ,  $\delta = -69^\circ16'11''.09$  (J2000) [Reynolds95] ermittelt (Abschnitt 3.3.6):

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= -0.''04 \pm 0.''23, & \Delta\delta &= +0.''48 \pm 0.''25 & (14.3 \mu\text{m}), \\ \Delta\alpha &= +0.''77 \pm 0.''15, & \Delta\delta &= +0.''09 \pm 0.''15 & (12.0 \mu\text{m}).\end{aligned}$$

Hierbei sind lediglich die statistischen Fehler der gemeinsamen Koordinaten angegeben. Im Fall der Messung bei 12  $\mu\text{m}$  können wegen der starken Randlage des Sterns im Beobachtungsfeld größere systematische Fehler ( $> 0.''3$ ) nicht ausgeschlossen werden. Die Koordinaten der mittleren Position der Infrarotemission zeigen, dass es sich um Emission von der Auswurfmasse der Supernova oder von der nächsten Umgebung handeln muss. Der wahrscheinlichste Bereich der Koordinaten liegt demzufolge im Nord-Osten des inneren Ringes der SN 1987A und erstreckt sich von der Supernova bis zum Ring.

3. Anhand der Beobachtung bei 12  $\mu\text{m}$  wurde mit Hilfe einer zweidimensionalen symmetrischen Gaussfunktion für die Quelle eine Ausdehnung von  $1.49_{-0.24}^{+0.21}$  Bogensekunden ermittelt (Abschnitt 3.3.5), was in etwa dem großen Durchmesser des inneren Ringes von  $1.66'' \pm 0.03''$  [Panagia91] entspricht. Desweiteren wurde mit Hilfe einer zweidimensionalen Gaussfunktion untersucht, ob die Quelle in einer bestimmten Orientierung länglich ausgedehnt ist, wobei eine bemerkenswerte Übereinstimmung des Emissionsgebietes im Infraroten mit der elliptischen Form des zentralen Ringes festgestellt wurde (Abschnitt 3.3.5). Da die in der SN 1987A gebildeten Kondensate auf den metallreichen Bereich der Auswurfmasse der Supernova beschränkt sein sollten, der zur Zeit der Messungen maximal bis zu  $\sim 0.18''$  ausgedehnt gewesen sein dürfte, muss daher ein wesentlicher Teil der Emission aus der näheren zirkumstellaren Umgebung stammen.

## 5.2 Astrophysikalische Deutung

Wie Untersuchungen zu verschiedenen Mechanismen der Infrarotemission ergaben, sind die gemessenen Flüsse zu groß, um durch Synchrotronstrahlung oder Bremsstrahlung von der Auswurfmasse der Supernova oder des zentralen Ringes verursacht worden zu sein. Zudem ist es unwahrscheinlich, dass es sich um Linienemission von der Auswurfmasse der Supernova handelt. Demgegenüber deuten die Flüsse eine thermische Strahlung an und können mit einer modifizierten Planckfunktion  $F_\lambda \propto B_\lambda(T)\lambda^{-\beta}$  mit  $\beta = 2$  und einer Temperatur  $T = 198.7_{-7.7}^{+10.0}$  Kelvin beschrieben werden. In Frage kommen vor allem Staubteilchen aus der zirkumstellaren Umgebung und in der Auswurfmasse der Supernova gebildete Kondensate. Beide Möglichkeiten wurden unabhängig von den Ergebnissen zur Größe des Emissionsgebietes eingehend studiert:

### 5.2.1 Zirkumstellare Staubteilchen

Die Emission zirkumstellarer Staubteilchen stellt eine natürliche Erklärung der gemessenen Flüsse dar. Die Staubteilchen werden durch Stöße mit Elektronen und Ionen im erhitzten und komprimierten Gas hinter der Stoßwelle erwärmt, die sich in der Umgebung der Supernova ausbreitet und einen Bereich relativ hoher Dichte am inneren Rand des zentralen Ringes erreicht hat, wo sich nach Chevalier & Dwarkadas [Chevalier95] eine HII-Region gebildet hat. Die Staubemission unterstützt die Vermutung, dass es sich bei der Materie der HII-Region um den Wind vom Vorgängerstern der SN 1987A aus der Zeit handelt, als sich dieser in der Phase eines „Roten Überriesen“ befand.

Insgesamt stammt die Infrarotemission, wie auch die Röntgenemission, vorrangig aus einem sehr schmalen Bereich in der Nähe des inneren Randes des zentralen Ringes. Es ist nicht sehr wahrscheinlich, dass die Kondensate zu einem größeren Teil zur gemessenen Emission beigetragen haben, so dass in der Mitte des Ringes, wenn überhaupt, eine nur sehr schwache Kontinuumsmission der Kondensate im Bereich der *ISOCAM*-Filter vorhanden ist.

Um anhand der gemessenen Flüsse Eigenschaften der zirkumstellaren Staubteilchen abzuleiten, wurde angenommen, dass die Größenverteilung der Staubteilchen durch ein Potenzgesetz  $dn(a) \propto a^{-k} da$  mit einer maximalen Staubgröße  $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$  beschrieben werden kann. Insbesondere sollte die Zusammensetzung des zirkumstellaren Staubes geklärt werden, was in Anbetracht von lediglich drei spektralen Werten nur eingeschränkt möglich war. So wurden für die Staubteilchen nur Silikat, Graphit und ein Gemisch aus beiden in Betracht gezogen.

- Die Masse der Staubteilchen beträgt für den Fall, dass die Wasserstoffdichte hinter der Stoßfront auf  $n_{\text{H}} = 300 \text{ cm}^{-3}$  ( $600 \text{ cm}^{-3}$ ) komprimiert wurde, unabhängig von der Staubzusammensetzung nur  $\sim 10^{-6} M_{\odot}$  ( $\sim 0.6 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ ). Mit dem aus Röntgenbeobachtungen gewonnenen Emissionsmaß ergibt sich daraus ein Staub-Gas-Massenverhältnis von lediglich  $\sim 0.01\%$ . Der Wert ist demnach ungefähr um den Faktor 25 niedriger als in der „Großen Magellanschen Wolke“.
- Die Flüsse können durch das Staubmodell erklärt werden, sofern für den Staub zu einem wesentlichen Teil Graphit gewählt wird. Staub allein aus Silikat erscheint dagegen wenig wahrscheinlich. Das beste Ergebnis konnte bei einer Wasserstoffdichte des Gases hinter der Stoßwelle von  $n_{\text{H}} = 300 \text{ cm}^{-3}$  mit einem Gemisch aus Silikat und Graphit erzielt werden mit einem Massenverhältnis von Silikat zu Graphit von  $0.83^{+0.64}_{-0.40}$ . Für den Index  $k$  der Größenverteilung wurde  $k = 3.50^{+0.54}_{-1.55}$  ermittelt. Als minimale Staubgrößen wurden  $10 \text{ \AA}$  für Graphit und  $350 \text{ \AA}$  für Silikat angenommen, wobei letztere ungefähr mit der minimalen Staubgröße übereinstimmt, ab der die Staubteilchen nicht aufgrund des Supernovaausbruches vollständig verdampften. Bei einer niedrigeren Gasdichte des komprimierten Gases müsste der Anteil an Graphit höher sein. Demgegenüber sollte nach den bekannten Elementhäufigkeiten des Gases des inneren Ringes der Staub vorrangig aus Silikat bestehen.

- Die geringe Staubmasse sowie das geringe Vorkommen an Silikat können durch die Verdampfung zu Beginn des Supernovaausbruches und Sputtering hinter der Stoßwelle erklärt werden. Der Staub dürfte daher vor Ausbruch der Supernova vorrangig aus Silikatstaub bestanden haben. Entsprechend die Größenverteilung der Staubteilchen mit  $dn \propto a^{-3.5} da$  derjenigen im interstellaren Medium, wäre mit einer deutlichen Abnahme der Staubmasse eine kleine maximale Staubgröße  $\ll 0.25 \mu\text{m}$  verbunden. Die Untersuchungen lassen vermuten, dass die maximale Staubgröße im Bereich von  $0.1 \mu\text{m}$  liegt. Sie entspricht damit derjenigen, die für die Staubteilchen in Winden sauerstoffreicher „Roter Überriesen“ abgeleitet wurde, wonach die maximale Staubgröße gegeben ist durch  $a_{\text{max}} \leq 0.14 \mu\text{m}$  [Jura96].

## 5.2.2 Kondensate

Speziell untersucht wurden als Kondensate kugelförmige Staubteilchen unterschiedlicher Staubradien im Bereich von  $10 \text{ \AA}$  bis  $10 \mu\text{m}$  aus Silikat, Graphit, Siliziumkarbid und Eisen, für die als wichtiges Ergebnis die Staubmassen anhand der gemessenen Flüsse abgeleitet wurden (Abschnitt 4.3). Um die relativ hohen Temperaturen ( $\sim 200$  Kelvin) zu ermöglichen und damit die gemessenen Flüsse erklären zu können, wurden Kondensate betrachtet, die mit dem radioaktiven Material aus der Supernovaexplosion vermengt sind und durch dessen Zerfallsenergie aufgeheizt werden.

- Da die Kondensate insgesamt nicht wesentlich zu den gemessenen Flüssen beigetragen haben, sind die ermittelten Staubmassen als maximale Staubmassen von Staubteilchen aufzufassen, die genügend stark erwärmt wurden, um im Bereich der *ISOCAM*-Filter zu emittieren: Für Silikat und Graphit ergibt sich eine Staubmasse von  $\sim 7 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$  bzw.  $\sim 1.5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$  und für Siliziumkarbid eine Masse von maximal  $\sim 1.5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ . Bei kleinsten Staubteilchen, die starke Temperaturschwankungen aufweisen, könnten die Massen auch um einen Faktor 10 größer sein. Im Fall der Eisenteilchen weichen die Massen verschiedener großer Teilchen zum Teil bis um einen Faktor 100 voneinander ab. Die größten Massen kondensierten Eisens mit  $\sim 3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$  ergeben sich für Eisenteilchen mit einem Radius von weniger als  $\sim 0.015 \mu\text{m}$ .
- Es ist anzunehmen, dass der überwiegende Teil der Kondensate geringere Temperaturen als die zirkumstellaren Staubteilchen, die hinter der Stoßwelle erwärmt werden, aufweist und deshalb vorrangig bei längeren Wellenlängen emittiert. Sofern der gemessene Fluss bei  $1.3 \text{ mm}$  1645 Tage nach Ausbruch der SN 1987A [Biermann92] auf optisch dicke Emission der Kondensate zurückzuführen ist, war die Emission im Bereich der Filter von *ISOCAM* zur Zeit der Beobachtungen im Wesentlichen optisch dick. Möglich wäre dies, wenn die Staubteilchen im amorphen Zustand oder in ungeordneten Formen kondensierten. Die Kondensatmasse beträgt dann mindestens  $\sim 0.04 M_{\odot}$  und lässt auf eine um den Faktor  $\sim 100$  höhere Effizienz in der Staubbildung schließen, als anhand früherer minimaler Staubmassen abgeleitet wurde.

# Kapitel 6

## Ausblick

Zwar konnte mit hoher Sicherheit anhand der Daten festgestellt werden, dass für die mit *ISOCAM* gemessene Emission 11 Jahre nach Ausbruch der Supernova im Wesentlichen die zirkumstellaren Staubteilchen verantwortlich sind, jedoch war es nicht möglich, die Zusammensetzung und die Größenverteilung der Staubteilchen eindeutig zu klären. Auch konnte das Staub-Gas-Massenverhältnis vor Ausbruch der Supernova nicht sehr genau ermittelt werden. Eine Kenntnis ist zu einem besseren Verständnis der Stauberzeugung in Winden „Roter Überriesen“ von herausragender Bedeutung.

Insbesondere sind folgende weiterführende Untersuchungen notwendig:

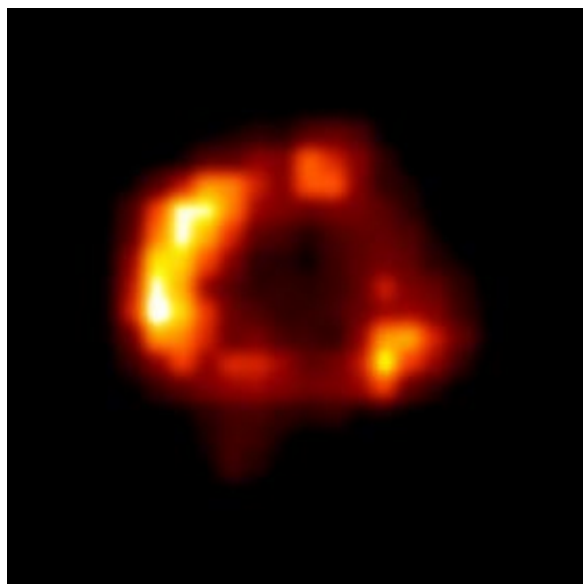
- Theoretische Arbeiten
  - Die Vorgänge hinter der Stoßwelle wurden hier nur sehr vereinfacht behandelt. Eine realistischere Beschreibung, die insbesondere die Trägheit der Staubteilchen berücksichtigt, ermöglicht es, einen besseren Wert der tatsächlichen Abnahme der Staubmasse und damit des Staub-Gas-Massenverhältnisses vor Ausbruch der Supernova abzuleiten.
  - Es sollte zudem überprüft werden, ob außer Graphit andere Staubteilchen die gemessenen Flüsse erklären können, da nach den ermittelten Elementhäufigkeiten die Kohlenstoffatome theoretisch vollständig in Kohlenmonoxid gebunden sein sollten, was eine Graphitbildung verhindert hätte.
  - Ich habe versucht, die Eigenschaften der Staubteilchen unabhängig von der Verdampfung zu Beginn des Supernovaausbruches und den Prozessen hinter der Stoßwelle abzuleiten, wobei ich für die Größenverteilung ein einfaches Potenzgesetz angenommen habe. Es wäre zusätzlich sinnvoll, die Emissionsspektren der Staubteilchen unter Berücksichtigung dieser Effekte theoretisch zu bestimmen.
- Weitere Infrarotbeobachtungen
  - Um eine bessere Kenntnis der zirkumstellaren Staubteilchen der HII-Region der SN 1987A zu erhalten, sind vor allem weitere Infrarotmessungen notwendig.

Sofern spektrometrische Messungen möglich sind, sollten sie photometrischen Messungen mit Breitbandfiltern vorgezogen werden, da diese eine Bestimmung der Zusammensetzung selbst mit realistischen Staubmodellen sehr erschweren. Es ist anzunehmen, dass die Infrarotemission zusammen mit der Radio- und der Röntgenemission seit der Beobachtungen mit *ISO* zugenommen hat und weiterhin kontinuierlich ansteigt. Ein Vergleich mit dem zeitlichen Verlauf der Röntgenemission würde weitere sehr wertvolle Ergebnisse über den Staub der HII-Region liefern. Insbesondere wäre es interessant zu erfahren, wie sich das Staub-Gas-Massenverhältnis verändert, das durch unterschiedliche Faktoren bestimmt ist. Neben den Zerkleinerungsprozessen der Staubteilchen im heißen, komprimierten Gas ist zu berücksichtigen, dass 1. mit zunehmendem Abstand zur Supernova ein geringerer Staubanteil verdampft sein sollte und 2. der Bereich des komprimierten Gases zunimmt, so dass größere Staubteilchen von dem Gas mitgerissen werden können. Es ist zu erwarten, dass der Staubanteil an Silikat sowie das Staub-Gas-Massenverhältnis dadurch mit der Zeit zunimmt.

- Weitere Erkenntnisse der Staubzusammensetzung der zirkumstellaren Umgebung müssten in naher Zukunft gewonnen werden können, wenn die Stoßwelle größere Bereiche des inneren Ringes erreicht hat und die Supernova dadurch zum zweiten Mal kräftig im Röntgen- und Infrarotbereich sowie im Optischen erstrahlt. Hierbei könnten die einzelnen Prozesse der Staubzerkleinerung in einem heißen Gas eingehend studiert werden. Zudem könnten unter Umständen neue Hinweise über die Herkunft des zentralen Ringes, dessen Ursache bisher nicht eindeutig geklärt werden konnte, abgeleitet werden. Es wäre interessant festzustellen, ob sich die Eigenschaften der Staubteilchen des zentralen Ringes von denen der HII-Region unterscheiden. Der Ring soll gegenüber der ultravioletten Strahlung zu Beginn der Lichtkurve der SN 1987A optisch dick gewesen sein [Plait95]. Daher waren im Wesentlichen nur Staubteilchen im inneren Randbereich von dem Supernovaausbruch betroffen, während Staubteilchen im Innern des zentralen Ringes den Ausbruch unbeschadet überstanden haben sollten. Das Staubspektrum dürfte daher, den Elementhäufigkeiten des Ringes entsprechend, durch Silikat bestimmt sein.
- Um weitere Informationen über die kalten Kondensate gewinnen zu können, ist es notwendig, Beobachtungen bei langen Wellenlängen oberhalb von  $\sim 60 \mu\text{m}$  durchzuführen, bevor die Stoßwelle den inneren Ring erreicht hat und die Infrarotemission vom Ring dadurch zu stark geworden ist.
- Wenn der metallreiche Bereich der Auswurfmasse den *Reverse Shock* passiert, besteht eine weitere Möglichkeit, die in einem Supernovaüberrest gebildeten Kondensate zu untersuchen. Hierbei können unter Umständen ihre Zusammensetzung oder ihre Größenverteilung, für die es bisher nur theoretische Angaben gibt, ermittelt werden. Da die Staubzusammensetzung der Kondensate vermutlich eine andere als im zentralen Ring ist, können sich die Spektren deutlich voneinander unterscheiden, was anhand spektroskopischer Messungen festzu-

stellen wäre. Wenn möglich, sollte die Infrarotemission des Ringes und der Auswurfmasse der Supernova getrennt voneinander untersucht werden.

## 6.1 Schlussbemerkung



**Abbildung 6.1:** Röntgenemission von der SN 1987A nahezu 13 Jahre nach ihrem Ausbruch. Das Bild ist einer Pressemitteilung der NASA vom 11. Mai 2000 entnommen (00-149) und wurde im Januar 2000 mit dem Röntgensatelliten Chandra aufgenommen. Die Emission wird von heißem Gas von mehr als  $10^7$  Kelvin emittiert. Hierbei müsste es sich um die Materie der HII-Region am inneren Rand des zentralen Ringes handeln, die von der Stoßwelle erfasst worden ist.

Beobachtungen mit dem Röntgensatelliten *Chandra* im Dezember 1999 und Januar 2000 konnten das Modell der HII-Region bestätigen, wonach sich eine Stoßwelle in einem Bereich relativ hoher Dichte in der Nähe des inneren Ringes ausbreitet und das Gas auf Temperaturen von über  $10^7$  Kelvin aufheizt. Entsprechend zeigen die Röntgendaten (Abbildung 6.1) eine ringförmige Struktur, die, wie es auch bei Radiobeobachtungen [Gaensler97] oder bei der  $\text{Ly}\alpha$ -Strahlung festgestellt wurde (siehe auch Abschnitt 4.4), im östlichen Bereich eine stärkere Emission als im Westen aufweist und somit auf eine asymmetrische Explosion hindeutet. Meine Forschungsarbeit zeigt, dass die mit *ISOCAM* gemessene Infrarotemission eine ähnliche ringförmige Struktur besitzt.





# Anhang A

## Planck gemitteltes Absorptionsvermögen

Von besonderem Interesse ist der Fall, in dem das Absorptionsvermögen durch ein Potenzgesetz dargestellt werden kann. So zeigen die in der Arbeit behandelten Substanzen oftmals im Ferninfraroten einen Verlauf umgekehrt proportional zur zweiten Potenz der Wellenlänge. Auch wird für interstellare Staubteilchen ein Absorptionsverhalten diskutiert, das demgegenüber nur umgekehrt proportional zur Wellenlänge verläuft [Bohren83]. Insgesamt lohnt es daher, für ein beliebiges Potenzgesetz das über die Planckfunktion gemittelte Absorptionsvermögen zu betrachten.

Der integrierte Fluss eines Staubteilchens mit der Temperatur  $T$  und dem Absorptionsvermögen  $Q_{\text{Abs}}(\lambda)$  ist:

$$F = \int_0^\infty \pi B_\lambda(T) Q_{\text{Abs}}(\lambda) = \int_0^\infty \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} Q_{\text{Abs}}(\lambda) d\lambda. \quad (\text{A.1})$$

$B_\lambda(T)$  bezeichnet die Planckfunktion,  $k$  die Boltzmannkonstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $h$  die Planckkonstante. Das Absorptionsvermögen sei durch  $Q_{\text{Abs}}(\lambda) = C\lambda^{-\gamma}$  gegeben. Mittels Variablentransformation folgt für das Integral zunächst:

$$F = 2\pi hc^2 C \left(\frac{kT}{hc}\right)^{4+\gamma} \int_0^\infty \frac{u^{3+\gamma}}{e^u - 1} du \quad \text{mit} \quad u = \frac{hc}{\lambda kT}. \quad (\text{A.2})$$

Das Integral soll auf andere Funktionen zurückgeführt werden. Hierfür wird im Integranden aus dem Nenner der Faktor  $e^u$  herausgezogen. Für  $u \gg 0$  kann der Nenner durch seine geometrische Reihe dargestellt werden. Da im Grenzfall  $u \rightarrow 0$  der Integrand im interessanten Bereich für  $\gamma$  vernachlässigbare Werte annimmt, lässt sich für das Integral insgesamt schreiben:

$$\int_0^\infty u^{\gamma+3} e^{-u} \frac{1}{1 - e^{-u}} du = \sum_{n=0}^\infty \int_0^\infty u^{\gamma+3} e^{-u(n+1)} du. \quad (\text{A.3})$$

Nach nochmaliger Variablentransformation ( $t = u(n+1)$ ) erhält man für das Integral:

$$= \sum_{n=0}^\infty \frac{1}{(n+1)^{\gamma+4}} \int_0^\infty t^{(\gamma+4)-1} e^{-t} dt. \quad (\text{A.4})$$

Das Integral wird mit der Gammafunktion identifiziert und die Reihe mit der Riemannschen Zetafunktion

$$\zeta(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^x}. \quad (\text{A.5})$$

Mit der Stefan-Boltzmann-Konstanten

$$\sigma_{\text{SB}} = 2\pi hc^2 \left( \frac{k}{hc} \right) \Gamma(4)\zeta(4) \approx 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}^4} \quad (\text{A.6})$$

ergibt sich für den integrierten Fluß schließlich:

$$F = \sigma_{\text{SB}} C \frac{\Gamma(\gamma+4)\zeta(\gamma+4)}{\Gamma(4)\zeta(4)} \left( \frac{k}{hc} \right)^\gamma T^{\gamma+4} = \sigma_{\text{SB}} \langle Q_{\text{Abs}}(\lambda) \rangle T^4. \quad (\text{A.7})$$

Hieraus lässt sich der allgemeine Ausdruck des über die Planckfunktion gemittelten Absorptionsvermögens unmittelbar ablesen:

$$\langle Q_{\text{Abs}}(\lambda) \rangle = C \frac{\Gamma(\gamma+4)\zeta(\gamma+4)}{\Gamma(4)\zeta(4)} \left( \frac{k}{hc} \right)^\gamma T^\gamma. \quad (\text{A.8})$$

Für den Zähler seien einige spezielle Werte aufgeführt [Wheelon68]:

$$\begin{aligned} \gamma = 0 & \quad \Gamma(4)\zeta(4) = 3! \frac{\pi^4}{90}, \\ \gamma = 1 & \quad \Gamma(5)\zeta(5) = 4! 1.03692776, \\ \gamma = 2 & \quad \Gamma(6)\zeta(6) = 5! \frac{\pi^6}{945}. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

# Anhang B

## Wärmekapazitäten der Staubteilchen

Als wichtige Größe in der Berechnung der Temperaturschwankungen kleiner Staubteilchen geht die Wärmekapazität ein, die Energie und Temperatur eines Festkörpers miteinander verknüpft:

$$U[J] = V \int_0^T C_V(T') dT'. \quad (\text{B.1})$$

Der Verlauf bestimmt entscheidend, wie stark sich die Temperatur bei einer Energiezufuhr zum Beispiel infolge eines absorbierten Photons oder eines Zusammenstoßes mit einem schnellen Elektron verändert. Es gibt unterschiedliche Effekte, die zur Wärme eines Festkörpers beitragen. Der zumeist größte Teil der Energie wird in Form von Schwingungen gespeichert, deren spezifische Wärme näherungsweise durch das Debye-Modell beschrieben wird (siehe z. B. [Becker85]):

$$c_V(T) = 9k_B \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3 \int_0^{\Theta_D/T} dx \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2}. \quad (\text{B.2})$$

Hierbei ist  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $\Theta_D$  die für den Festkörper charakteristische Debyetemperatur. Einige der behandelten Substanzen sind in Tabelle B.1 aufgelistet. Insbesondere gibt das Modell das Verhalten der Wärme vieler Festkörper bei tiefen Temperaturen wieder, wo man einen Verlauf proportional zur dritten Potenz der Temperatur feststellt. Bei Metallen tritt zusätzlich zu den Gitterschwingungen ein Beitrag der freien Elektronen hinzu, der linear mit der Temperatur ansteigt. Im Bereich  $T \ll \Theta_D$  ist die molare Wärme näherungsweise durch folgenden Ausdruck gegeben [AIP72]:

$$C_V = \frac{12\pi^4 R}{5\Theta_D^3} T^3 + \gamma T. \quad (\text{B.3})$$

Hingegen zeigen die Wärmekapazitäten amorpher Festkörper bei tiefen Temperaturen abweichend zum Debyemodell eher einen Verlauf proportional zur zweiten Potenz der Temperatur [Kittel93].

**Tabelle B.1:** Physikalische Eigenschaften einiger Staubteilchen

Substanz	Dichte $\rho/\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$\Theta_D/K$	$\gamma/\frac{\text{mJ}}{\text{Mol K}^2}$	Referenz
Graphit	2.25 (bei 20°C)	420	...	[AIP72]
Eisen	7.86	467	5.0	[AIP72]
Siliziumkarbid	$\sim 3.2$	$\sim 1100$	...	[AIP72], [Gmelin Si B2I]

## B.1 Näherungen der Wärmekapazitäten

Zwischen dem Debyemodell der Wärmekapazität und den gemessenen Daten bestehen zum Teil größere Unterschiede. So ist es zum Beispiel ein übliches Verfahren, die Debyetemperatur selbst als temperaturabhängige Variable einzuführen (Bemerkung im [Kittel93]). Für die Staubrechnung wurde daher eine Näherung der Wärmekapazität verwendet, in der die experimentell bestimmten Daten abschnittsweise durch ein Potenzgesetz beschrieben werden.

Für astronomisches Silikat und Graphit wurden, um die Ergebnisse mit vorigen Veröffentlichungen besser vergleichen zu können, die in der Literatur vor allem über Temperaturschwankungen von Staubteilchen verbreiteten Werte übernommen ([Voit91], [DraineAnd85], [Guhatarkurta89], [Dwek86]). Für Eisen und Siliziumkarbid wurden Werte ermittelt, die einen annähernd stetigen Verlauf der Wärmekapazität liefern.

Für Silikat wurden die von Draine und Anderson [DraineAnd85] angegebenen Werte verwendet, die aus den Messungen von Leger, Jura & Omont [Leger85] an  $\text{SiO}_2$  und Obsidian abgeleitet wurden:

$$C_V(T)[\text{Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}] = \begin{cases} 1.40 \cdot 10^{-4} T^2 & 0 \leq T \leq 50, \\ 2.20 \cdot 10^{-3} T^{1.3} & 50 \leq T \leq 150, \\ 4.80 \cdot 10^{-2} T^{0.68} & 150 \leq T \leq 500, \\ 3.41 & T \geq 500. \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

Desweiteren wurden zur Bestimmung der Wärmekapazität von Graphit diejenigen Daten gewählt, die Dwek zur Untersuchung von Temperaturschwankungen kleiner Graphitteilchen in einem heißen Plasma [Dwek86] bestimmt und verwendet hat.

$$C_V(T)[\text{Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}] = \begin{cases} 3.84 \cdot 10^{-5} T^2 & 0 \leq T \leq 60K, \\ 2.32 \cdot 10^{-4} T^{1.56} & 60 \leq T \leq 100K, \\ 5.61 \cdot 10^{-4} T^{1.37} & 100 \leq T \leq 470K, \\ 7.74 \cdot 10^{-2} T^{0.57} & 470 \leq T \leq 1070K, \\ 4.14 & T \geq 1070K. \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

Demgegenüber verwendeten Draine und Anderson [DraineAnd85] bei ihrer Arbeit über Temperaturschwankungen im interstellaren Medium die Debyenäherung für Graphit.

In der Untersuchung der Temperaturfluktuationen von Eisenteilchen im interstellaren Medium bestimmte Tabak die Energie der Eisenteilchen oberhalb 20 Kelvin ebenfalls anhand des Debyemodells, nutzt aber bei tieferen Temperaturen die Näherung des freien

**Tabelle B.2: Konstanten der Wärmekapazität von Eisen**

Temperatur/K	a	b	c	d	e
700-1042	-57767.65	137919.7	-122773.2	38682.42	3993.08
1042-1100	-325.8859	28.92876	0.	0.	411.9629
1100-1809	-776.7387	919.4005	-383.7184	57.08148	242.1369

Elektronengases  $C_e = \gamma T$  [Tabak87]. Von Eisen gibt es in der Natur mehrere Modifikationen, die sich zum Teil wesentlich in der Wärmekapazität unterscheiden. Zur Berechnung des Temperaturverhaltens kleiner Eisenteilchen werden die thermodynamischen Daten der  $\alpha$ - $\delta$ -Phase verwendet, da sie in der Natur gegenüber der  $\gamma$ -Phase die häufigere Modifikation ist. Der Verlauf der Wärmekapazität weicht deutlich zu höheren Werten bezüglich des Debyemodells ab und zeigt oberhalb von 700 Kelvin eine komplexe Struktur, demzufolge ich nur den unteren Bereich von  $T < 700$  Kelvin abschnittsweise mit einem Potenzgesetz genähert habe. Zur Bestimmung der Parameter konnten für Temperaturen von 10 bis 300 Kelvin tabellierte Daten [AIP72] und oberhalb der Raumtemperatur ein analytischer Ausdruck (Shomate Gleichung) genutzt werden, nach dem die Wärmekapazität abschnittsweise beschrieben wird durch (*National Institute of Standards and Technology*) [NIST98]:

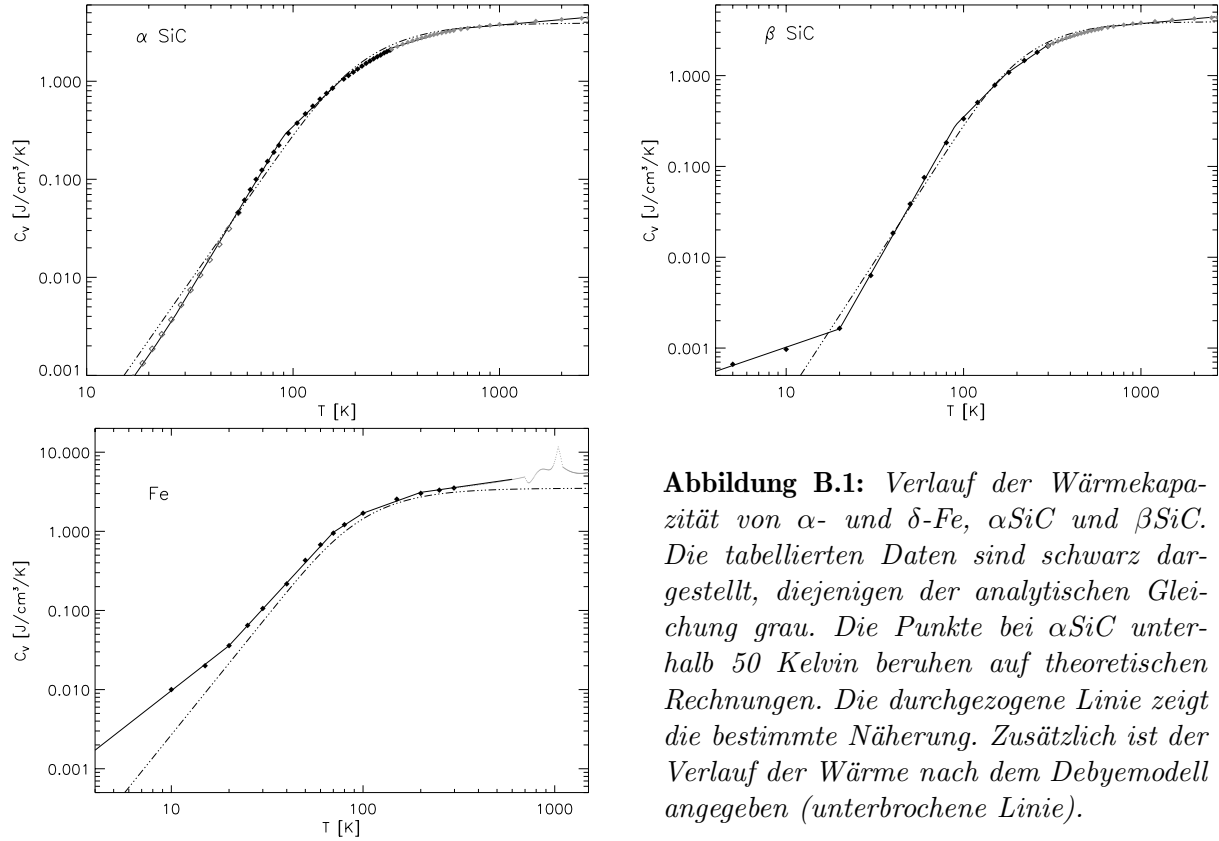
$$C_p[\text{J/Mol/K}] = a + b t + c t^2 + d t^3 + e/t^2, \quad \text{mit } t = T[\text{K}]/1000, \quad (\text{B.6})$$

Der Ausdruck wird zudem zur Bestimmung der Wärmekapazität oberhalb von 700 Kelvin verwendet. Die zugehörigen Konstanten (entnommen dem *NIST* [NIST98]) sind in Tabelle B.1 aufgelistet. Die Parameter des Potenzansatzes wurden mittels eines  $\chi^2$ -Fits bei vorgegebener Wahl der Temperaturintervalle bestimmt. Für sehr tiefe Temperaturen ist angenommen, dass die Wärme durch den Beitrag des freien Elektronengases beschrieben wird:

$$C_V(T)[\text{Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}] = \begin{cases} 7.04 \cdot 10^{-4} T^1 & 0 \leq T \leq 7, \\ 1.25 \cdot 10^{-4} T^{1.89} & 7 \leq T \leq 20, \\ 1.35 \cdot 10^{-5} T^{2.63} & 20 \leq T \leq 70, \\ 1.31 \cdot 10^{-3} T^{1.56} & 70 \leq T \leq 100, \\ 3.03 \cdot 10^{-2} T^{0.874} & 100 \leq T \leq 200, \\ 4.95 \cdot 10^{-1} T^{0.347} & 200 \leq T \leq 700. \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

Von Siliziumkarbid unterscheidet man gewöhnlich zwei Modifikationen, das  $\alpha$ - und  $\beta$ -SiC, die sich in ihrer Schichtabfolge in der Anordnung der Atome unterscheiden und leicht unterschiedliche Wärmen aufweisen. Für beide wird eine Näherung ihrer Wärmekapazität angegeben.

Oberhalb 300 Kelvin habe ich wieder zur Bestimmung der Parameter des Potenzansatzes den analytischen Ausdruck B.6 verwendet. Bei tieferen Temperaturen wurden bei  $\alpha$ -SiC zum einen tabellierte Werte [Gmelin Si B2I] und desweiteren Ergebnisse einer theoretischen Behandlung der thermischen Eigenschaften von SiC ([Zywietz96]) genutzt. Ins-



**Abbildung B.1:** Verlauf der Wärmekapazität von  $\alpha$ - und  $\delta$ -Fe,  $\alpha$ SiC und  $\beta$ SiC. Die tabellierten Daten sind schwarz dargestellt, diejenigen der analytischen Gleichung grau. Die Punkte bei  $\alpha$ SiC unterhalb 50 Kelvin beruhen auf theoretischen Rechnungen. Die durchgezogene Linie zeigt die bestimmte Näherung. Zusätzlich ist der Verlauf der Wärme nach dem Debyemodell angegeben (unterbrochene Linie).

gesamt ergibt sich für  $\alpha$ -SiC daraus folgende Näherung :

$$C_V(T)[\text{Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}] = \begin{cases} 1.82 \cdot 10^{-7} T^{3.03} & 0 \leq T \leq 25, \\ 4.07 \cdot 10^{-8} T^{3.50} & 25 \leq T \leq 90, \\ 3.02 \cdot 10^{-5} T^{2.03} & 90 \leq T \leq 175, \\ 1.25 \cdot 10^{-3} T^{1.31} & 175 \leq T \leq 300, \\ 5.63 \cdot 10^{-2} T^{0.641} & 300 \leq T \leq 600, \\ 1.10 \cdot 10^{-0} T^{0.185} & 600 \leq T \leq 2700. \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

Für  $\beta$ -SiC wurden die Parameter unterhalb der Raumtemperatur ausschließlich anhand tabellierter Messwerte ermittelt, die sich bis 5 Kelvin erstrecken [Gmelin Si B2I]. Die entsprechende Näherung lautet:

$$C_V(T)[\text{Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}] = \begin{cases} 2.18 \cdot 10^{-4} T^{0.67} & 0 \leq T \leq 20, \\ 5.57 \cdot 10^{-8} T^{3.43} & 20 \leq T \leq 90, \\ 3.84 \cdot 10^{-5} T^{1.98} & 90 \leq T \leq 175, \\ 1.03 \cdot 10^{-3} T^{1.34} & 175 \leq T \leq 300, \\ 5.55 \cdot 10^{-2} T^{0.644} & 300 \leq T \leq 600, \\ 1.10 \cdot 10^{-0} T^{0.177} & 600 \leq T \leq 2700. \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

Der relative Fehler bezüglich der Daten beträgt sowohl für  $\alpha$ -SiC als auch für  $\beta$ -SiC weniger als 10%.

In Abbildung B.1 sind die Wärmekapazitäten von Eisen,  $\alpha$ -SiC und  $\beta$ -SiC dargestellt. Im Wesentlichen folgen die Meßwerte dem Verlauf des Debyemodells. Größere Abweichungen zeigen sich, worauf schon hingewiesen wurde, bei höheren Temperaturen beim Eisen und unterhalb einer Temperatur von 20 K beim  $\beta$ -SiC, obwohl sich nach der Theorie ein ähnlicher Verlauf wie bei  $\alpha$ -SiC ergeben [Zywietz96] sollte, der, wie das Debyemodell, ungefähr zur dritten Potenz zur Temperatur abfällt. Zur Berechnung des Spektrums kleiner Staubteilchen sollte die Ungenauigkeit in der Wärmekapazität unterhalb 20 Kelvin nur einen sehr geringen Effekt ausmachen, da sie den Großteil ihrer Energie bei höheren Temperaturen abgeben.





# Anhang C

## Absolute Koordinaten des Sterns

Eine Kenntnis der absoluten Koordinaten der mittleren Position der Infrarotemission von der SN 1987A ist von herausragender Bedeutung zur Charakterisierung der Quelle. In meiner Arbeit war diese Bestimmung möglich, da sich am Rande der Beobachtungsfelder der Messungen mit dem *LW3*- und dem *LW10*-Filter eine leuchtstarke punktförmige Infrarotquelle befindet, die leicht einem hellen Stern im Palomar Sky Survey zugeordnet werden kann.

Im Rahmen meiner Forschungsarbeit habe ich versucht, möglichst akkurate Positionen der Infrarotemission abzuleiten, um entscheiden zu können, ob die gemessene Emission aus der zirkumstellaren Umgebung oder von der Auswurfmasse der Supernova stammt (Abschnitt 3.3.6). Um die Ungenauigkeiten zu minimieren, habe ich die absoluten Koordinaten des Sterns selbst mit hoher Präzession ermittelt, worauf ich in diesem Abschnitt näher eingehen werde. Die gewonnenen Sternkoordinaten werden auch für zukünftige Infrarotbeobachtungen von hohem Nutzen sein.

### C.1 Astrometrie der WFPC2-Daten

Um die Koordinaten des Sterns zu ermitteln, bietet es sich an, hierbei die zahlreichen Beobachtungen der SN 1987A mit der *Wide Field Planetary Camera 2* (WFPC2) des *Hubble Space Telescope* (HST) zu verwenden, die einen einzigartigen Blick auf diese junge Supernova ermöglichen und durch das faszinierende Bild von drei Ringen bis heute nicht gänzlich geklärte Fragen aufwerfen.

Die WFPC2 besteht im Prinzip aus vier einzelnen CCD's mit jeweils  $800 \times 800$  Pixeln. Drei von ihnen besitzen eine Pixelgröße von  $0.1''$  und sind in Form eines großen 'L' angeordnet. Im eingeschlossenen Winkel befindet sich die *Planetary Camera* (PC) mit einer Pixelgröße von  $0.04554''$ . Bei den Beobachtungen der SN 1987A wurde das Teleskop gerade so ausgerichtet, dass die Supernova in der Mitte des Feldes mit der höheren Auflösung (PC) liegt.

Die Bilder der einzelnen CCD's sind wie diejenigen, die mit ISOCAM erstellt wurden, verzerrt und müssen daher, um richtige Werte der Positionen ableiten zu können, korrigiert werden. Zur Korrektur werden die von Holtzman et al. ermittelten Parameter eines

Polynoms dritter Ordnung verwendet (Tabelle 4, Holtzman [Holtzman95]). Hierbei werden die Positionen aller Pixel auf ein größeres Bild mit der Orientierung und Pixelgröße der *Planetary Camera* projiziert. Um eine möglichst genaue Astrometrie zur Koordinatenbestimmung des Sterns zu ermöglichen, habe ich die Beobachtungen mit dem Filter gewählt, der zur Bestimmung der Verzerrungen auf den CCD's der WFPC2 verwendet wurde (Filter F555W, V-Band). Der relative Abstand zweier Punktquellen auf einzelnen CCD's sollte dann besser als  $0.1''$  zu ermitteln sein. Da sich infolge auftretender Verzerrungen des Teleskops die einzelnen CCD-Felder gegeneinander verschieben oder verdrehen können, treten im relativen Abstand von zwei Punkten auf unterschiedlichen CCD-Feldern größere Unsicherheiten auf.

Die absolute Astrometrie der WFPC2-Daten ist für gewöhnlich besser als  $0.9''$ . Die Genauigkeit hängt, wie bei ISO auch [Batten], insbesondere von der Qualität der für die Beobachtung verwendeten Leitsterne ab und so können gelegentlich Fehler bis  $1.5''$  vorkommen [Biretta96].

Das einzige Objekt in der Umgebung der SN 1987A, dessen absolute Koordinaten mit hoher Genauigkeit bekannt sind, ist die Supernova selbst. Die Position der Supernova ist nach Reynolds et al. [Reynolds95] im Optischen mit einer Unsicherheit von nur  $30 \cdot 10^{-3}$  Bogensekunden gegeben durch:

$$\alpha = 5\text{h}35\text{m}27.968\text{s}, \quad \delta = -69^{\circ}16'11''.09, \quad (\text{J2000}). \quad (\text{C.1})$$

Die Lage der Supernova auf dem entzerrten Bild der WFPC2 sollte daher eine äußerst akkurate Bestimmung der absoluten Positionen des *PC*-Feldes ermöglichen. Die Pixelkoordinaten der Supernova auf den *HST*-Daten habe ich hierfür anhand einer zweidimensionalen Gaussfunktion ermittelt. Die Infrarotemission selbst wird jedoch mit einem Stern auf dem WF3-Feld identifiziert. Ich konnte daher nicht ausschließen, dass dessen Lage wegen der möglichen relativen Bewegungen der einzelnen CCD's von der absoluten Position abweicht.

Die Koordinaten des Sterns habe ich daher zusätzlich anhand von drei Beobachtungen des *New Technology Telescope* (*NTT*) bestimmt, die 1995 von der Supernova mit dem sogenannten SUSI-Instrument (*SU*perb-*See*ing *I*mager) [Zijlstra] gemacht wurden und aufgrund eines Gesichtsfeldes von  $2.2'$  den gesamten Bereich der Supernova mit dem Stern auf einer CCD abdecken. Die Pixelgröße von ungefähr  $0.129''$  ist zudem annähernd vergleichbar mit derjenigen der größeren CCD-Felder der WFPC2-Daten.

## C.2 Bestimmung der Astrometrie der *NTT*-Daten

Zunächst habe ich die Astrometrie der *NTT*-Daten mit Hilfe der Hubble-Daten ermittelt, indem die Sternpositionen auf den einzelnen CCD's der WFPC2 mit denjenigen der einzelnen *NTT*-Daten verglichen wurden. Zur Bestimmung der Sternpositionen mussten zuvor die Effekte der kosmischen Strahlung auf den automatisch reduzierten Hubble-Daten beseitigt werden. Da zwei gleiche Beobachtungen mit der WFPC2 zur Verfügung standen, konnten die Störungen leicht durch Vergleich der beiden Datensätze festgestellt werden.

Als Störungen wurden positive Pixelwerte definiert, die mehr als 3 Sigma oberhalb der Werte im Vergleichsbild lagen, wobei ein Sigma bei einer gemessenen Intensität  $I$  nach Poisson durch  $\sigma = \sqrt{I}$  berechnet wurde. Zur Bestimmung der Astrometrie wurden beide Datensätze verwendet.

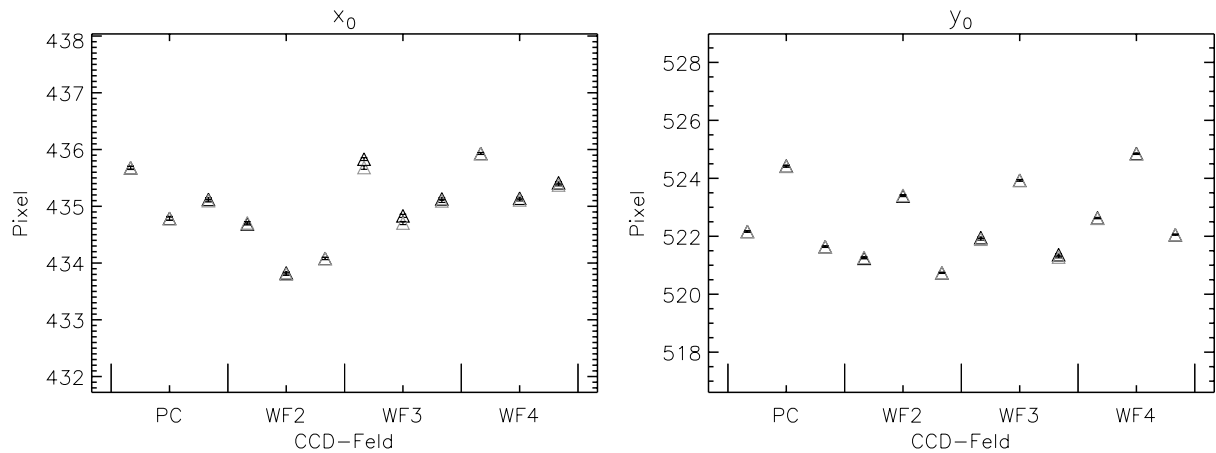
Es wurde angenommen, dass die *NTT*-Daten in erster Näherung keine Verzerrungen auf den Bildern aufweisen, die Größe der Pixel also weder in x- noch in y-Richtung von der Lage auf dem CCD abhängt. Die Astrometrie ist dann in der tangentialen Abbildung vollständig durch den Drehwinkel  $\alpha$ , des Bezugspunktes  $(x_0, y_0)$  auf dem CCD, den entsprechenden Bezugskoordinaten  $\alpha_0$  und  $\beta_0$  und den Größen der Pixel  $\Delta x$  und  $\Delta y$  am Himmel bestimmt. In diesem Fall sind die Bezugskoordinaten identisch mit denjenigen der SN 1987A, so dass der Bezugspunkt ihre Lage auf dem CCD angibt. Die gesuchten Parameter wurden anhand eines  $\chi^2$ -Fits aus der Lage der Sternpositionen ermittelt, wobei die auf einer CCD der WFPC2 abgeleiteten Sternkoordinaten  $(x_i, y_i)$  jeweils auf die *NTT*-Daten mit den Sternkoordinaten  $(\tilde{x}_i, \tilde{y}_i)$  projiziert wurden:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{((x_i - \tilde{x}_i)^2 + (y_i - \tilde{y}_i)^2)}{\sigma^2}. \quad (\text{C.2})$$

Bei diesem Verfahren wurden die Sterne der beiden Beobachtungen zunächst einander zugeordnet, um dann durch die Minimierung des Abstandes der Sternpositionen die Parameter der Astrometrie abzuleiten. Die Astrometrie musste also eingangs annähernd genau bekannt sein. Durch die relative Lage der Sterne wurde dann ermittelt, von welchen Sternen in beiden Beobachtungen die Koordinaten vorlagen. Um das Verfahren zu verbessern, wurde das Ergebnis zu einer weiteren Bestimmung der Parameter verwendet.

Im Fall des PC-Feldes der WFPC2 wurden die Parameter anhand von über 50 Sternen, im Fall der größeren Felder anhand von weit über 100 Sternen ermittelt. In Abbildung C.2 ist die Differenz der Sternpositionen einer *NTT*-Beobachtung und der WFPC2-Daten dargestellt. Da in der Regel die geometrische Störung von der Mitte zum Rand zunimmt, sind die Werte im Abstand vom Bildmittelpunkt aufgetragen. Damit die Bestimmung der Parameter nicht durch mögliche Verzerrungen am äußeren Rand der *NTT*-Daten beeinflusst werden, wurden nur die Sterne in einem kreisförmigen Ausschnitt auf dem CCD berücksichtigt. Wie den Abbildungen zu entnehmen ist, sind die Daten des *NTT* im Rahmen der Genauigkeit verzerrungsfrei. Das gleiche Ergebnis ergab sich, wenn die ermittelten Sternkoordinaten des gesamten Feldes der *NTT*-Beobachtung in die Berechnungen einbezogen wurden.

Demgegenüber zeigen die Felder der WFPC2 am Rand Abweichungen von bis zu 2 bis 3 Pixeln [Gilmuzzi95]. Die Streuung der Daten ist einerseits bedingt durch die Bestimmung der einzelnen Sternpositionen auf den CCD's und zum anderen dadurch, wie gut die Sterne einander zugeordnet werden können. Bei einer Streuung der Daten um 0.5 (PC) und 0.3 (WF3) Pixeln in Rektaszension und Deklination sind die Angaben der Koordinaten akkurat bis auf  $\sigma = 0.025''$  bzw.  $\sigma = 0.049''$ . Die Werte entsprechen der Genauigkeit von  $0.040''$ , die für die Korrektur der WFPC2-Daten angegeben werden [Holtzman95].

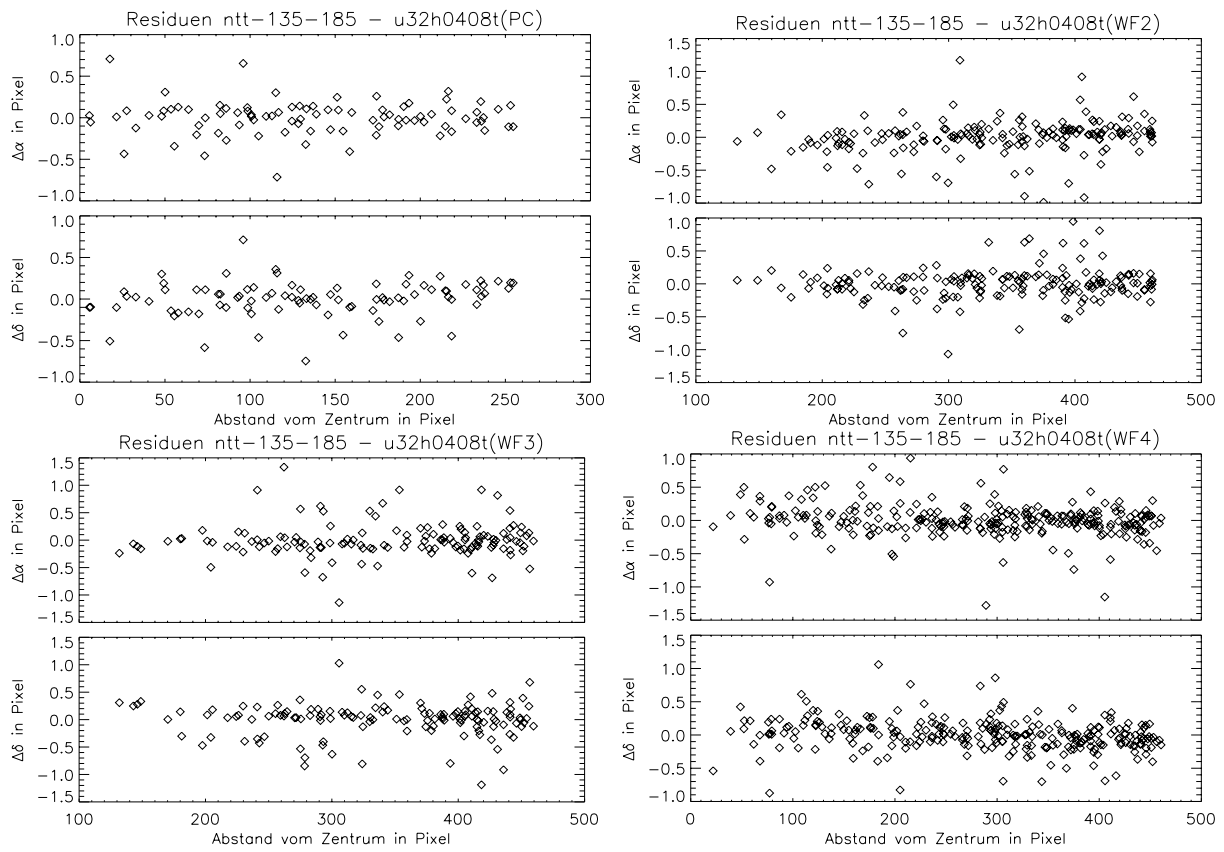


**Abbildung C.1:** Position der Supernova in den drei *NTT*-Beobachtungen, abgeleitet anhand der einzelnen *CCD*-Felder der *WFPC2* des *HST*. Die Werte bezüglich der zwei *HST*-Beobachtungen stimmen in den meisten Fällen sehr gut überein. Zu beobachten ist, dass die Pixelkoordinaten der drei *NTT*-Beobachtungen leicht bis zu einem Pixel ( $\sim 0.129''$ ) voneinander abweichen. Desweiteren sind die Werte bezüglich der vier *CCD*'s der *WFPC2* um bis zu einem Pixel zueinander verschoben. Hingegen wurden für das *PC* und des *WF3*-Feld nahezu gleiche Koordinaten ermittelt.

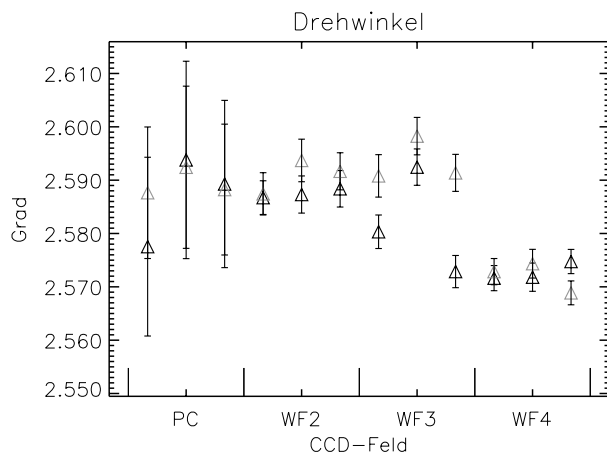
Die ermittelten Parameter mit den anhand des nichtlinearen  $\chi^2$ -Fits abgeleiteten Fehlern sind in den Abbildungen C.3, C.1 und C.4 dargestellt.

Für den Drehwinkel und die Pixelgröße ergaben sich auf den einzelnen *CCD*'s der *WFPC2* jeweils annähernd gleiche Werte für die drei *NTT*-Beobachtungen. Unterschiede zeigten sich indes in der Lage der Supernova. Zudem scheinen die *CCD*'s der *WFPC2* in der Tat leicht um bis zu einem Pixel der *NTT*-Beobachtung ( $\approx .13''$ ) gegeneinander verschoben zu sein. Hingegen weichen die anhand der *PC* und der *WF3* des *WFPC2* ermittelten Koordinaten weniger als zwei zehntel Pixel ( $0.026''$ ) voneinander ab, so dass die relativen Positionen des Sterns und der Supernova mit der *WFPC2* besser als  $0.1''$  zu bestimmen sein müssten.

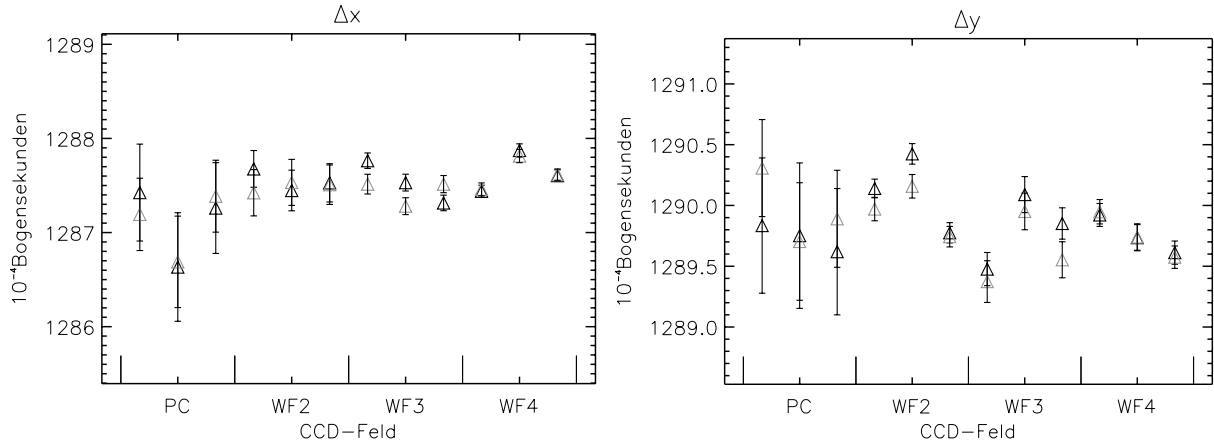
Zur Bestimmung der Koordinaten des Sterns mit den *NTT*-Daten wurde für die drei Beobachtungen der gleiche Drehwinkel und Pixelgröße angenommen. Die Werte sind wie die Bezugskoordinaten äußerst genau und sollten daher eine sehr präzise Angabe der absoluten Koordinaten ermöglichen. Der Fehler des Drehwinkels liegt bei ungefähr  $0.015$  Grad, so dass bei verzerrungsfreien Daten erst nach nahezu  $3000$  Pixeln eine Abweichung von  $0.1''$  zu erwarten ist. Der Fehler in der Pixelgröße liegt im Bereich von  $5 \cdot 10^{-5}$  Bogensekunden und würde entsprechend eine Koordinatenbestimmung auf  $0.1''$  bis  $2000$  Pixeln ermöglichen. Der reale Fehler wird hingegen wohl eher dem zuvor angegebenen Wert von  $0.040''$  entsprechen. Eine größere Ungenauigkeit ergibt sich unter Umständen bei der Ermittlung der Koordinaten des Sterns auf den *CCD*'s, da er sehr leuchtstark ist und bei den Beobachtungen überbelichtet wurde. Der innerste Bereich des Sternbildes war daher sowohl auf den *HST* als auch auf den *NTT*-Daten nicht zu verwenden.



**Abbildung C.2:** Differenz der Sternpositionen der NTT- und der HST-Beobachtung in Pixeln der NTT-Daten. Ein Pixel entspricht daher einer Abweichung von ungefähr  $0.129''$ . Da das PC-Feld ein kleineres Gesichtsfeld gegenüber den übrigen CCD's besitzt, ist die Anzahl der Sterne entsprechend geringer. Die Anzahl der Sterne auf den weiteren WF-Feldern unterscheiden sich, da sie eine verschieden große Fläche des NTT-Bildes abdecken. Um mögliche Verzerrungen deutlich sichtbar zu machen, sind die Werte im Abstand von der Bildmitte aufgetragen. Insgesamt konnten auf den NTT-Daten keine Störungen festgestellt werden, die zu größeren Ungenauigkeiten in der Astrometrie führen würden.



**Abbildung C.3:** Drehwinkel der drei NTT-Beobachtungen bezüglich der Nordrichtung. Die auf den einzelnen CCD's der WFPC2 festgestellten Werte weichen nur sehr geringfügig um ungefähr  $0.02^\circ$  voneinander ab. Der etwas kleinere Drehwinkel bezüglich des WF4 mag mit einer leichten Verdrehung der entsprechenden CCD der WFPC2 zusammenhängen. Er kann aber auch durch eine leichte optische Verzerrung der NTT-Daten verursacht worden sein.



**Abbildung C.4:** Größe der Pixel der drei NTT-Beobachtungen in  $x$ - und in  $y$ -Richtung. Die Werte bezüglich der vier CCD's der WFPC2 zeigen nur geringfügige Unterschiede, die womöglich zum Teil durch leichte Verzerrungen auf den NTT-Daten verursacht werden. Auffällig ist, dass die Pixel in  $y$ -Richtung etwas größer als in  $x$ -Richtung sind.

### C.3 Die ermittelten Sternkoordinaten

**Tabelle C.1:** Ermittelte Sternkoordinaten

Beobachtung	Filter	$\alpha$ [Grad]	$\delta$ [Grad]
ntt-135-183 (NTT)	R	83.826734	-69.275181
ntt-135-184 (NTT)	V	83.826747	-69.275182
ntt-135-185 (NTT)	R	83.826746	-69.275180
u32h0407t (HST)	F555W (V)	83.826774	-69.275166
u32h0408t (HST)	F555W (V)	83.826766	-69.275168

Abgeleitet wurden die Koordinaten des Sterns anhand einer zweidimensionalen Gaussfunktion mit Hilfe einer  $\chi^2$ -Fits, wobei die Werte  $I$  der einzelnen Pixel mit  $\sigma = \sqrt{I}$  gewichtet wurden. In der Tabelle C.1 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Die ermittelten Sternkoordinaten der *NTT*-Daten weisen einen leichten Unterschied in der Größenordnung der ermittelten Genauigkeit zu denen der *WFPC2*-Daten auf. Sie weichen in Rektaszension um  $\sim 0.04''$  und in Deklination um  $\sim 0.05''$  voneinander ab.

# Anhang D

## Optische Tiefe bezüglich optisch dicker Wolken

Wenn sich aus dem metallreichen Gas der Auswurfmasse optisch dicke Staubwolken gebildet haben, so wird die Strahlung aus diesem Bereich, wie es auch bei großen Staubteilchen der Fall wäre, unabhängig von der Wellenlänge gleich stark abgeschwächt. Die hierbei hervorgerufene optische Tiefe lässt sich anhand der gemessenen optisch dicken Emission der Staubwolken ableiten. Hierzu wird angenommen, dass die Staubwolken innerhalb eines kugelförmigen Kernbereiches mit dem Radius  $R_{\text{Kern}}$  homogen verteilt sind.

Für einen Betrachter füllen diese Staubwolken insgesamt nur einen Teil  $\pi R_{\text{eff}}^2$  der projizierten Fläche  $\pi R_{\text{Kern}}^2$  des Kernbereiches aus. Das Verhältnis beider Flächen entspricht näherungsweise dem Verhältnis der gemessenen Leuchtkraft  $L_{\text{IR}}$  der optisch dicken Staubwolken und der theoretischen Leuchtkraft eines schwarzen Körpers mit der Größe des Kerns gleicher Temperatur  $T$ :

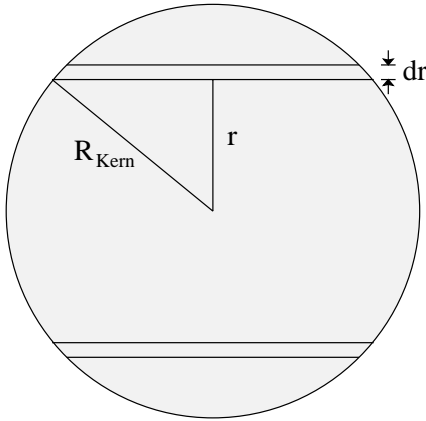
$$f_{\text{Ob}} = \frac{\pi R_{\text{eff}}^2}{\pi R_{\text{Kern}}^2} = \frac{L_{\text{IR}}}{4\pi R_{\text{Kern}}^2 \sigma_{\text{SB}} T^4}. \quad (\text{D.1})$$

Die Größe  $\sigma_{\text{SB}}$  bezeichnet die Stephan-Boltzmann-Konstante.

Für den Kernbereich der Auswurfmasse der SN 1987A, der sich nach den Linienbreiten einiger Metalle mit einer Geschwindigkeit  $v \approx 2000$  km/s ausdehnt [Kozma98a], wurde auf diese Weise aus Infrarotbeobachtungen mit dem *KAO*, die 615 und 775 Tage nach der Explosion der Supernova durchgeführt wurden, ein Oberflächenverhältnis  $f_{\text{Ob}} \approx 0.45$  ermittelt [Wooden97].

Das Oberflächenverhältnis kann andererseits theoretisch aus der Stärke der Absorption innerhalb der Kugel abgeleitet werden. Die Berechnung beschränkt sich allein darauf, die Wahrscheinlichkeiten zu bestimmen, dass längs der Sichtlinien jeweils eine Staubwolke liegt. Bezeichnet  $L$  die Länge, die entlang der Sichtlinie durch die Kugel verläuft, so ist diese Wahrscheinlichkeit bei einem Absorptionskoeffizienten  $\kappa$  gegeben durch  $1 - e^{-\kappa L}$ . Integriert über die projizierte Fläche der Kugel ergibt sich die effektive Fläche:

$$\pi R_{\text{eff}}^2 = f_{\text{Ob}} \pi R_{\text{Kern}}^2 = \pi R_{\text{Kern}}^2 - 2\pi \int_0^{R_{\text{Kern}}} dr r e^{-2\kappa \sqrt{R_{\text{Kern}}^2 - r^2}}. \quad (\text{D.2})$$

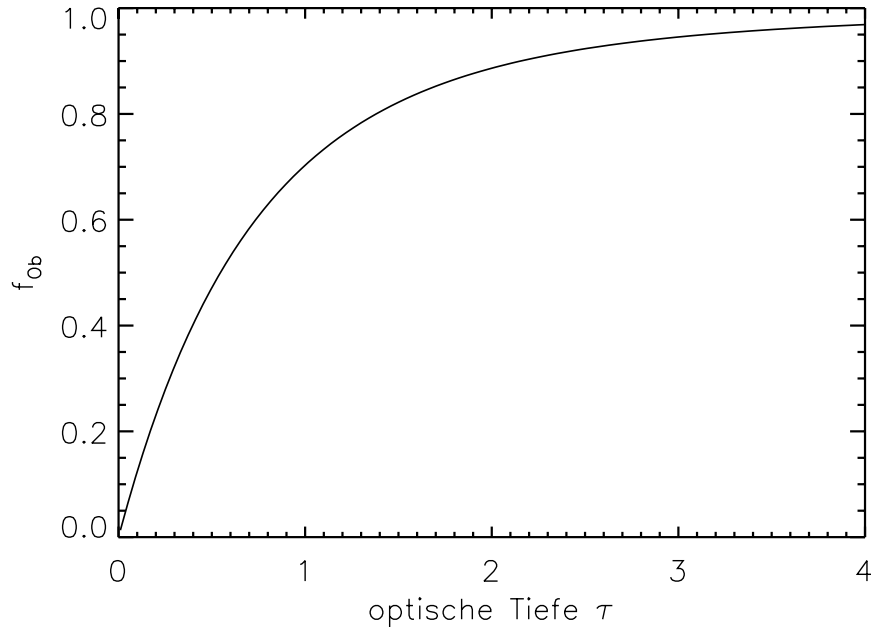


**Abbildung D.1:** Veranschaulichung der Berechnung des Oberflächenverhältnisses  $f_{\text{Ob}}$  einer homogen mit absorbierendem Material gefüllten Kugel mit Radius  $R_{\text{Kern}}$ .

Daraus folgt mit der optischen Tiefe  $\tau = \kappa R_{\text{Kern}}$  für das Oberflächenverhältnis:

$$f_{\text{Ob}} = 1. - \left( \frac{1}{2\tau^2} - e^{-2\tau} \left( \frac{1}{2\tau^2} + \frac{1}{\tau} \right) \right). \quad (\text{D.3})$$

Der Verlauf von  $f_{\text{Ob}}$  ist in Abbildung D.2 dargestellt. Bei kleinen optischen Tiefen ( $\tau \ll 1$ ) steigt das Verhältnis mit  $4\tau/3$  an. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass die Staubwolken während der Beobachtungen mit dem *KAO* im metallhaltigen Bereich der Auswurfmasse der SN 1987A zu einer optischen Tiefe von  $\tau \approx 0.5$  geführt haben müssten.



**Abbildung D.2:** Oberflächenverhältnis einer mit absorbierendem Material homogen gefüllten Kugel in Abhängigkeit der optischen Tiefe  $\tau$ .



# Anhang E

## Energieerzeugung in der Auswurfmasse der SN 1987A

Voraussetzung zur Berechnung der Erwärmung der Staubteilchen ist ein Verständnis der physikalischen Verhältnisse und der Energieerzeugung in dem Supernovaüberrest. Wie erwähnt, wird die bolometrische Kurve durch die Energie gespeist, die beim radioaktiven Zerfall schwerer Elemente, die bei der Supernovaexplosion gebildet wurden, freigesetzt wird. Hierbei handelt es sich vorwiegend um  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{57}\text{Ni}$ ,  $^{22}\text{Na}$  und, insbesondere für die Energieerzeugung nach  $\sim 1700$  Tagen wichtig [Kozma99],  $^{44}\text{Ti}$ . Innerhalb einer kurzen Zeitskala von 8.8 Tagen zerfällt  $^{56}\text{Ni}$  zu  $^{56}\text{Co}$  und anschließend mit einer Zeitskala von 111.26 Tagen zu Eisen  $^{56}\text{Fe}$ . Die restlichen drei Isotope weisen eine längere Zerfallszeit auf.  $^{57}\text{Ni}$  zerfällt zwar zunächst rasch mit einer Zerfallszeit von nur 52 Stunden zu  $^{57}\text{Ni}$ , jedoch mit einer Zeit von 391.2 Tagen erst weiter zu  $^{57}\text{Fe}$ . Die charakteristische Zeit des Zerfalls von  $^{22}\text{Na}$  zu  $^{22}\text{Ne}$  beträgt schon 3.75 Jahre. Jedoch ist die gebildete Masse vermutlich so gering, dass die Zerfallsenergie nur einen sehr kleinen Beitrag zur Energieerzeugung liefert. Bei den Berechnungen der späten Entwicklung des Spektrums der SN 1987A haben Kozma & Fransson diese Energie daher erst gar nicht berücksichtigt ([Kozma98a], [Kozma98b]). Verantwortlich für die Linienemission und der Energieerzeugung in der späten Entwicklungsphase soll im Wesentlichen der radioaktive Zerfall von  $^{44}\text{Ti}$  mit einer verhältnismäßig langen Zerfallszeit von über 80 Jahren zu  $^{44}\text{Sc}$  sein, das schnell weiter zu  $^{44}\text{Ca}$  zerfällt.

Die Zerfallsprozesse sind vorwiegend auf Elektroneneinfang zurückzuführen ( $p + e^- \rightarrow n + \bar{\nu}$ ), bei denen im Wesentlichen Gammastrahlung vom hoch angeregten Kern des Tochterprodukts erzeugt wird. Desweiteren werden beim Zerfall von  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{22}\text{Na}$  und  $^{44}\text{Ti}$  zu unterschiedlichen Anteilen energiereiche Positronen erzeugt [Woosley89].

Im Einzelnen soll der Beitrag der radioaktiven Elemente an der als Gammastrahlung freigesetzten Energie gegeben sein durch:

$$L_\gamma(^{56}\text{Ni}) = 8.82 \cdot 10^{34} \frac{M(^{56}\text{Ni})}{0.07 M_\odot} e^{-t/111.26 \text{ Tage}} \text{ W}, \quad (\text{E.1})$$

$$L_\gamma(^{57}\text{Ni}) = 4.52 \cdot 10^{31} \frac{M(^{57}\text{Ni})}{3.3 \cdot 10^{-3} M_\odot} e^{-t/391.2 \text{ Tage}} \text{ W}, \quad (\text{E.2})$$

$$L_{\gamma}(^{22}\text{Na}) = 3.4 \cdot 10^{29} \frac{M(^{22}\text{Na})}{2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}} e^{-t/3.75 \text{ Jahre}} \text{ W}, \quad (\text{E.3})$$

$$L_{\gamma}(^{44}\text{Ti}) = 4.1 \cdot 10^{29} \frac{M(^{44}\text{Ti})}{10^{-4} M_{\odot}} e^{-t/85.12 \text{ Jahre}} \text{ W}. \quad (\text{E.4})$$

Hierbei ist die Gammastrahlung infolge von Elektron-Positron-Vernichtung mit einbezogen. Die in Form von Positronen erzeugte Energie ist entsprechend:

$$L_{e^+}(^{56}\text{Ni}) = 8.82 \cdot 10^{34} \frac{M(^{56}\text{Ni})}{0.07 M_{\odot}} e^{-t/111.26 \text{ Tage}} \text{ W}, \quad (\text{E.5})$$

$$L_{e^+}(^{22}\text{Na}) = 0.36 \cdot 10^{29} \frac{M(^{22}\text{Na})}{2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}} e^{-t/3.75 \text{ Jahre}} \text{ W}, \quad (\text{E.6})$$

$$L_{e^+}(^{44}\text{Ti}) = 1.3 \cdot 10^{29} \frac{M(^{44}\text{Ti})}{10^{-4} M_{\odot}} e^{-t/85.12 \text{ Jahre}} \text{ W}. \quad (\text{E.7})$$

Die hierbei verwendeten Werte sind bis auf die Energieerzeugung durch den Zerfall von  $^{22}\text{Na}$ , deren Werte von Woosley, Pinto & Hartmann angegeben wurden [Woosley89], und einer leicht abweichenden Zerfallszeit von  $^{44}\text{Ti}$ , die im Folgenden erläutert wird, der Arbeit von Kozma & Fransson [Kozma98a] entnommen.

Da die Positronen geladene Teilchen sind, genügt schon ein Magnetfeld geringer Stärke, damit sie nicht den Bereich des Supernovaüberrestes verlassen. Daher wird für gewöhnlich angenommen, dass sie ihre gesamte kinetische Energie lokal an die umliegende Materie abgeben ([Li93], [Woosley89]). Demgegenüber wird das Gas gegenüber der Gammastrahlung mit der Zeit infolge der homologen Ausdehnung zunehmend dünner. Die optische Tiefe hängt hierbei von der Energie der Gammastrahlung ab und nimmt stark mit abnehmender Energie zu. Üblicherweise wird zur Bestimmung der Opazität der erzeugten Gammastrahlung jeweils eine mittlere Energie zugeordnet.

Der Energieanteil der Gammastrahlung, der innerhalb des Supernovaüberrestes abgegeben wird, nimmt proportional zum Quadrat der Zeit ab und ist nach Woosley, Pinto & Hartmann [Woosley89] und Woosley [Woosley88]) nach dessen 10HMM-Modell gegeben durch:

$$F_{\gamma} = 1 - e^{-\kappa_{\gamma} \phi_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^2}, \quad (\text{E.8})$$

mit  $\phi_0 = 7 \cdot 10^4 \text{ g/cm}^{-2}$  und  $t_0 = 10^6 \text{ s}$ . Für die mittleren Opazitäten wurden folgende Werte ermittelt [Woosley89]:

$$\kappa(^{56}\text{Co}) \approx 0.033 \text{ cm}^2/\text{g}, \quad (\text{E.9})$$

$$\kappa(^{57}\text{Co}) \approx 0.079 \text{ cm}^2/\text{g}, \quad (\text{E.10})$$

$$\kappa(^{22}\text{Na}) \approx 0.040 \text{ cm}^2/\text{g}, \quad (\text{E.11})$$

$$\kappa(^{44}\text{Ti}) \approx 0.040 \text{ cm}^2/\text{g}. \quad (\text{E.12})$$

Im Prinzip kann für jede beliebige Zeit mit diesen Angaben die Energieerzeugung innerhalb der Supernova infolge des radioaktiven Zerfalls berechnet werden.

Die hier diskutierten Beobachtungen mit *ISOCAM* (*LW10* und *LW3*) sind im Mittel 3968 Tage nach der Explosion durchgeführt worden. Nach Gleichung E.8 und der Opazität für  $^{44}\text{Ti}$  wird nur ein Anteil von 2.35% der zur Verfügung stehenden Energie der Gammastrahlung in niedrigere Energie umgewandelt. Wenn angenommen wird, dass die Positronen ihre gesamte kinetische Energie in der Supernova abgeben, so beträgt die Energiezufuhr nach 3968 Tagen schließlich  $L = 1.229 \cdot 10^{29}$  Watt. Kozma & Fransson geben die optische Tiefe  $\tau$  für Gammastrahlen nach  $t_0 = 500$  Tagen mit 1.502 an (Tabelle 3, [Kozma98a]). Demnach erhält man nach  $t = 3968$  Tagen

$$\tau(t) = \tau(t_0) \left(\frac{t_0}{t}\right)^2 = 2.38\%, \quad (\text{E.13})$$

einen Wert, der sich nur unwesentlich von dem oberen unterscheidet.

Der genaue Verlauf der bolometrischen Kurve zum späteren Zeitpunkt ist jedoch nicht bekannt, da der Großteil der Strahlung vermutlich im Infraroten emittiert wird, der nur schwer oder gar nicht beobachtet werden konnte. Die Leuchtkraft kann daher von dem ermittelten Wert abweichen.

## E.1 Ungenauigkeiten in der Energieerzeugung

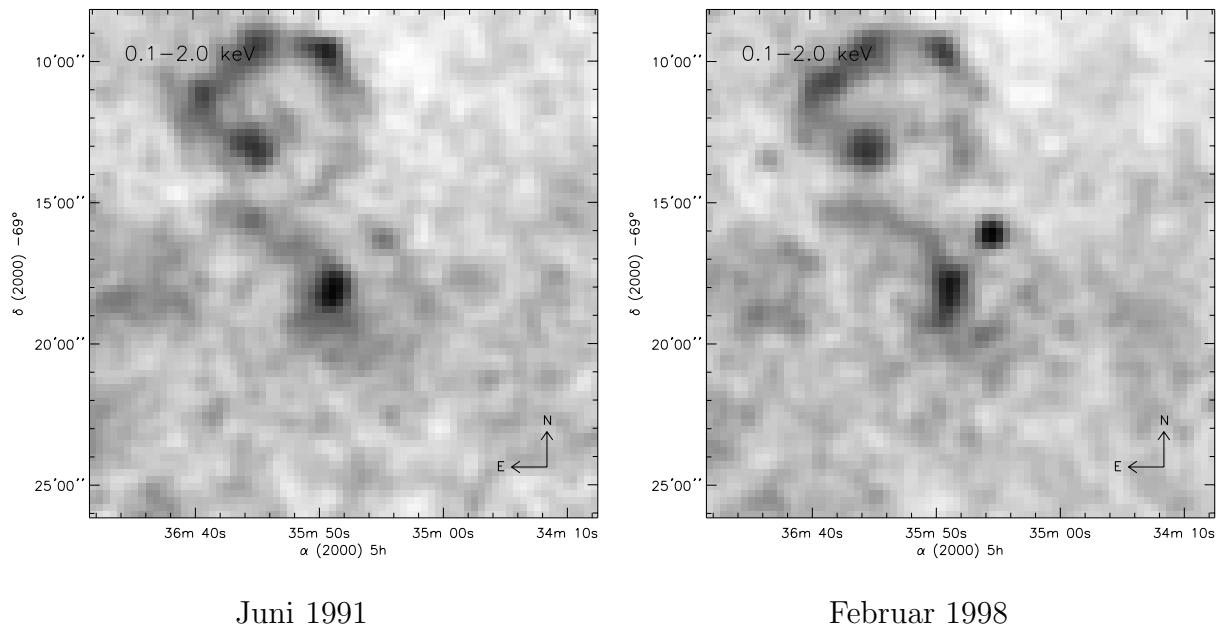
$^{44}\text{Ti}$  besitzt gegenüber den anderen aufgeführten Elementen eine wesentlich längere Lebensdauer, die jedoch nur hinreichend genau bestimmt ist. So reichen die Labormesswerte an neutralem  $^{44}\text{Ti}$  von 56.3 - 96.1 Jahre [Mochizuki98]. Erschwerend kommt hinzu, dass die Lebensdauer vom Ionisationsgrad des Elements abhängt und länger sein sollte, wenn es wie in der Supernova in hoch ionisiertem Zustand vorliegt [Mochizuki98]. Hier habe ich die von Ahmad et al. [Ahmad98] bestimmte Größe verwendet. Mit  $85.12 \pm 0.87$  Jahren liegt sie ein wenig oberhalb des Wertes, den Kozma & Fransson für ihre Rechnungen zugrunde legten ( $83.7 \pm 15$  Jahre). Dies macht aber nur einen sehr geringen Unterschied von weniger als 2% in der Leuchtkraft aus.

Eine größere Unsicherheit besteht in der Gesamtmasse an  $^{44}\text{Ti}$ . Die theoretischen Voraussagen hängen von dem verwendeten Modell der Supernovaexplosion ab und weichen daher zum Teil stark voneinander ab. Es wird aber angenommen, dass der Wert zwischen  $0.5 \cdot 10^{-4} M_\odot$  und  $2 \cdot 10^{-4} M_\odot$  liegt ([Lundqvist99], [Kozma99]). Daher ist es erlaubt, die Masse bzw. die Gesamtleuchtkraft zur Zeit der Beobachtungen mit *ISOCAM* als freien Parameter zu verwenden, um die gemessenen Werte anpassen zu können.



## Anhang F

# Die weiche Röntgenemission der SN 1987A



**Abbildung F.1:** Vergleich zweier Beobachtungen im Bereich der weichen Röntgenstrahlung (0.1 bis 2.0 keV), die im Juni 1991 und im Februar 1998 zum Zeitpunkt der Messung mit dem LW10-Filter von ISOCAM mit dem PSPC-Instrument (position sensitive proportional counter) des ROSAT-Satelliten gemacht wurden. Die Position der Supernova befindet sich leicht rechts oberhalb des Zentrums, deren Röntgenemission deutlich mit der Zeit zugenommen hat. Um das Rauschen zu unterdrücken, wurden die Aufnahmen mit einer Gaußfunktion ( $\sigma=1$  Pixel) gefaltet.

Die Staubemission von einem durch eine Stoßwelle aufgeheizten Gases ist eng mit der emittierten Bremsstrahlung verknüpft. Wie die Erwärmung der Staubteilchen wird die Röntgenemission wesentlich durch die Temperatur des Gases, seiner Dichte und den Elementhäufigkeiten bestimmt.

Röntgenbeobachtungen mit ROSAT bis 3000 Tage nach Ausbruch der Supernova deuten darauf hin, dass, zumindestens seitdem die weiche Röntgenemission gemessen werden konnte, die Stoßfront sich in einem Plasma homogener Dichte ausbreitet [Hasinger96].

Nach Borkowski et al. [Borkowski97,I] sind die Ergebnisse der Röntgenmessung  $\sim 2500$  Tage nach der Explosion vereinbar mit dem Modell von Chevalier & Dwarkadas, wenn die Dichte der HII-Region  $150 \text{ AME/cm}^3$  beträgt. Jedoch ist die bei seinen Berechnungen verwendete Geschwindigkeit mit  $4100 \text{ km/s}$  höher als diejenige, die durch die Radiomessungen ( $\approx 2900 \text{ km/s}$ ) ermittelt worden ist. Bei einem Übertritt einer Stoßwelle der Geschwindigkeit  $v_0$  von einem Gas der Dichte  $n_0$  zu einem Gas mit einer höheren Dichte  $n_1$  ist die Geschwindigkeit der transmittierten Welle gegeben durch [Borkowski92]:

$$v_t \approx \sqrt{\frac{\beta}{n_1/n_0}} v_0. \quad (\text{F.1})$$

$\beta$  trägt dem Überdruck vor dem Übergang in das dichtere Medium Rechnung und liegt, abhängig von dem Dichteunterschied<sup>1</sup>, im Bereich 1 bis 6. Ist die Dichte  $n_0$  fest vorgegeben, so müsste, um die Ergebnisse der Radiobeobachtung zu erfüllen, die Dichte der HII-Region dementsprechend um etwa einen Faktor 2 höher sein. Da durch eine abweichende Wahl der Form der HII-Region die Ergebnisse der Röntgenbeobachtung weiterhin wiedergegeben werden können, steht eine höhere Dichte nicht unbedingt im Widerspruch zum Modell [Borkowski97,I].

Die spektrale Form der mit *ROSAT* gemessenen weichen Röntgenemission ist nicht leicht zu interpretieren, da das emittierende Gas sich nicht im vollständigen Gleichgewicht befindet ([Chevalier95], [Borkowski97,I]). Die Temperatur der Elektronen ist weitaus geringer als diejenige der Ionen und nimmt mit der Zeit hinter der Stoßfront zu [Hamilton84]. Die detektierten Photonen stammen nach Borkowski et al. [Borkowski97,I] demnach aus verschiedenen Bereichen unterschiedlicher Elektronentemperatur bis  $\sim 2 \text{ keV}$ . Der Anteil der Bremsstrahlung am Gesamtfluss im Energiebereich  $0.1$  bis  $10 \text{ keV}$  betrug nach ihren Rechnungen nach 2500 Tagen ungefähr  $30\%$  und stieg seitdem mit der Zeit an.

Um festzustellen, ob sich bis zum Zeitpunkt der Messung mit *ISOCAM* 4000 Tage nach der Explosion eine wesentliche Änderung ergeben hat, habe ich aus einer großen Anzahl der verfügbaren Beobachtungen, die bis zu diesem Zeitpunkt seit der ersten Beobachtung nach 1450 Tagen mit dem *Position Sensitive Proportional Counter* (PSPC) und dem *High Resolution Imager* (HRI) von *ROSAT* gemacht wurden, den zeitlichen Verlauf der Zählrate ermittelt (Tabelle F.1).

Hierbei war es ausreichend, die durch das *Standart Analysis Software System* (SASS) [Dennerl95] fertig kalibrierten Daten zu verwenden. Um die Ergebnisse überprüfen zu können, habe ich die Zählraten im Wesentlichen nach der Vorgehensweise von Hasinger et al. [Hasinger96] bestimmt.

Den Fluss der Quelle habe ich daher ebenfalls durch Integration eines kreisförmigen Ausschnitts mit einem Radius von  $24''$  bei den HRI-Daten und einem Radius von  $40''$

---

<sup>1</sup>Wenn die Angaben zu  $\beta$  in dem Paper von Borkowski et al. [Borkowski92] stimmen, ist die Gleichung 22 für  $\beta$  nicht ganz korrekt. Vermutlich muss der Ausdruck in Klammern mit „-2“ und nicht mit „2“ potenziert werden.

bei den PSPC-Daten abgeleitet, der jeweils 90% bzw. 95% des Gesamtflusses enthält [Hasinger96]. Der Untergrund  $S_U$  der einzelnen Pixel wurde aus dem umliegenden Bereich bis zu einem Radius von  $82''$  ermittelt. Um die Ergebnisse der Messungen mit dem HRI und dem PSPC vergleichen zu können, wurden die Zählraten der HRI-Daten wie bei Hasinger et al. mit einem Faktor 2.65 multipliziert.

Zeitraum	Tag nach Ausbruch	Instrument	Dauer/s	Photonen/1000s
12.02.91 - 13.02.91	1448	HRI (1)	23107	$0.17 \pm 0.90$
06.10.91 - 07.10.91	1685	PSPCB	16398	$2.72 \pm 0.63$
30.04.92 - 14.05.92	1898	PSPCB	9340	$2.05 \pm 0.76$
04.12.92 - 06.12.92	2110	PSPCB	2552	$5.12 \pm 1.80$
07.04.93 - 10.04.93	2235	PSPCB	11259	$2.63 \pm 0.73$
20.06.93 - 05.07.93	2315	PSPCB	10391	$3.13 \pm 0.76$
28.09.93 - 30.09.93	2409	PSPCB	9131	$3.79 \pm 0.85$
20.06.94 - 20.09.94	2718	HRI (4)	12223	$5.01 \pm 1.62$
03.10.94 - 02.01.95	2823	HRI (2)	18756	$3.54 \pm 0.91$
01.04.95 - 11.07.95	3008	HRI (3)	28833	$4.61 \pm 0.97$
10.10.95 - 10.01.96	3196	HRI (2)	26034	$7.29 \pm 1.15$
16.04.96 - 31.07.96	3392	HRI (2)	46907	$7.54 \pm 0.89$
22.10.96 - 12.01.97	3568	HRI (2)	45192	$7.22 \pm 0.87$
21.02.97 - 02.03.97	3654	PSPCB	15440	$8.31 \pm 0.86$
04.03.97 - 03.06.97	3706	HRI (2)	52601	$8.31 \pm 0.86$
16.12.97 - 17.12.97	3948	HRI (1)	21738	$12.60 \pm 1.5$
19.02.98 - 22.02.98	4014	PSPCB	19382	$9.19 \pm 0.78$

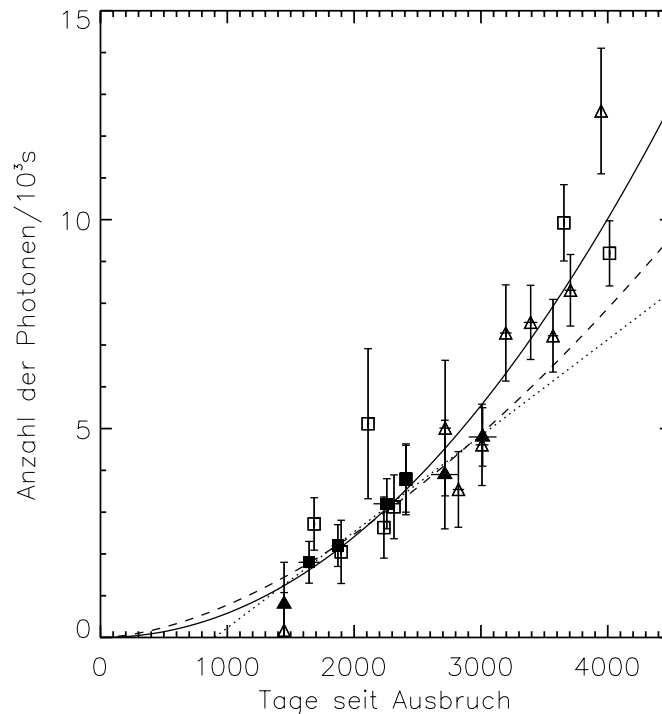
**Tabelle F.1:** Zusammenfassung der Beobachtungen mit ROSAT, die zur Bestimmung der Lichtkurve im Röntgenbereich verwendet wurden. Die Daten wurden aus Beobachtungen mit dem *Position Sensitive Proportional Counter* (PSPC) und dem *High Resolution Imager* (HRI) gewonnen, die über den Zeitraum Anfang des Jahres 1991 bis zum Februar 1998 gemacht wurden, wobei die letzten mit den Beobachtungen mit *ISO* zusammenfallen. Vor dem Februar 1991 wurden zwar auch Messungen mit Rosat unternommen, jedoch konnten nur obere Grenzwerte ermittelt werden [Hasinger96]. Werte für den Zeitraum vom 16.6.1990 bis 11.10.1995 finden sich bei Hasinger et al. und wurden hier zum Vergleich erneut berechnet. Um die Statistik der Messungen mit dem HRI zu verbessern, wurden meist mehrere Aufnahmen über einen größeren Zeitraum zusammengefügt, deren Anzahl in Klammern angegeben ist.

Für die Ungenauigkeit der integrierten Zählrate  $Z_I$  des kreisförmigen Ausschnittes mit  $N_I$  Pixeln habe ich näherungsweise den Poissonfehler  $\sigma_I = \sqrt{Z_I}$  angenommen. Bei einer Standardabweichung  $\sigma_U$  der Zählrate  $Z_U$  des Untergrundes, die sich aus dem Mittelwert von  $N_U$  Pixeln berechnet, ist die Ungenauigkeit der berechneten Zählrate der Quelle  $Z_Q = Z_I - N_I Z_U$  ungefähr gegeben durch:

$$\sigma_Q = \sqrt{Z_I + \frac{N_I}{N_U} \sigma_U^2}. \quad (\text{F.2})$$

Die Angabe berücksichtigt, dass der Fehler bei einem größeren Ausschnitt zunimmt.

Die ermittelten Zählraten sind in Abbildung F.2 zusammen mit denen von Hasinger et al. dargestellt. Im Rahmen der Genauigkeit stimmen die Werte bis 3000 Tage nach Ausbruch der Supernova überein. Insgesamt zeigt sich keine wesentliche Änderung des Verlaufs, der weiter einen monotonen Anstieg der Zählrate zeigt. Hingegen hat der Fluss stärker zugenommen, als aus den Daten vor 3000 Tagen sicher vorausgesagt werden konnte. Zudem ging aus der Analyse nicht eindeutig hervor, ob es sich um eine lineare oder quadratische Zunahme in der Zeit handelt. Nach den neuen Ergebnissen können die Zählraten  $N(t)$  bei einem  $\chi^2_{\nu, \min} = 1.29$  mit einem Potenzverlauf  $N(t) = (1.45 \pm 2.35) \cdot 10^{-4} (t/\text{Jahre})^{2.06 \pm 0.20}$  beschrieben werden. Bemerkenswerterweise stimmt dieses Ergebnis mit theoretischen Überlegungen von Masai & Nomoto [Masai94] überein, wonach die Leuchtkraft der Bremsstrahlung, die von den Stoßwellen in einem Medium konstanter Dichte ausgeht, proportional zu  $t^{2.07}$  zunimmt.



**Abbildung F.2:** Zunahme der weichen Röntgenemission der SN 1987A im Bereich 0.1 bis 2 keV seit Juni 1991 bis Februar 1998. Die Werte wurden anhand von Messungen mit dem HIR (Dreiecke) und dem PSPC-Instrument (Quadrate) des ROSAT-Satelliten abgeleitet, wobei die Daten der HIR-Beobachtungen wie in der Arbeit von Hasinger et al. [Hasinger96] um einen Faktor 2.65 skaliert wurden. Deren Daten entsprechen den durch ausgefüllte Symbole dargestellten Punkten. Die Flüsse, die auf eigenen Berechnungen beruhen, sind durch offene Symbole dargestellt. Die Daten von Hasinger et al. lassen sich sowohl durch einen linearen Verlauf ab  $\approx 900$  Tagen (gepunktete Linie) als auch durch ein Potenzgesetz beschreiben, wonach die Emission proportional zu  $t^{1.67 \pm 0.35}$  ansteigt (gestrichelte Linie) [Hasinger96]. Anhand der Beobachtungen bis 4000 Tagen ergibt sich ein Verlauf proportional zu  $t^{2.06}$  (durchgezogene Linie).



Aus dem ermittelten Verlauf lässt sich schließen, dass der wesentliche Teil der Bremsstrahlung zur Zeit der Messungen mit *ISOCAM* weiterhin aus der HII-Region stammen müsste. Wäre andererseits ein größerer Bereich des dichten inneren Rings von der Stosswelle erfasst worden, hätte dies zu einer höheren Zählrate führen müssen. Daher ist es zur Analyse der gemessenen Flüsse gerechtfertigt, die anhand früherer Messungen abgeleiteten Parameter der HII-Region zu verwenden.



# Literaturverzeichnis

- [Ahmad98] I. Ahmad, G. Bonino et al., 1998, *Physical Review Letters* **80**, 2550
- [AIP72] American Institute of Physics Handbook, 3. Auflage, 1972
- [Amari97] S. Amari und E. Zinner, *Supernova Grains from Meteorites* in 'Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials', AIP Conference Proceedings, Ed. T. J. Bernatowicz und E. Zinner, 1997
- [Anders89] E. Anders und N. Grevesse, 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197-214
- [Ashcroft76] N. W. Ashcroft und N. David Mermin, *Solid State Physics*, Saunders Company, Philadelphia, 1976
- [Aussel98] H. Aussel, *ISOCAM LW Channel Field of View Distortion. Version 0.9, Uncomplete Draft*, 13. August 1998
- [Aussel99] H. Aussel, Vortrag auf dem *3rd ISOCAM Calibration workshop*, 3. 2. 1999
- [Avni78] Y. Avni, 1978, *A&A* **66**, 307-309
- [Ball92] L. Ball und J. G. Kirk, 1992, *ApJ* **396**, L39
- [Ball95] L. Ball, D. Campbell-Wilson et al., 1995, *ApJ* **453**, 864
- [Batten] A. J. Batten und C. A. Stephenson, *ISO: In-Orbit Calibration of the AOCS Sensors and Maximisation of Pointing Performance*
- [Becker85] R. Becker, *Theorie der Wärme*, 1985, Springer-Verlag
- [Beuermann94] K. Beuermann, S. Brandt und W. Pietsch, 1994, *A&A* **281**, L45-L48
- [Biermann92] P. L. Biermann, R. Chini et al., 1992, *A&A* **255**, L5-L8
- [Biretta96] J. A. Biretta et al., 1996, *WFPC2 Instrument Handbook, Version 4.0 (Baltimore: STScI)*
- [Biviano98] A. Biviano, M. Sauvage, P. Gallais et. al., 1998, *The ISOCAM Dark Current Calibration Report*
- [Blommaert98] J. Blommaert, 6. Oktober 1998, *ISOCAM PHOTOMETRY REPORT*
- [Bohren83] C. F. Bohren und D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, John Wiley & Sons, 1983

- [Borkowski92] K. J. Borkowski, J. M. Blondin und C. L. Sarazin, 1992, ApJ **400**, 222-237
- [Borkowski97,I] K. J. Borkowski und J. M. Blondin, 1997, ApJ **477**, 281-293
- [Borkowski97,II] K. J. Borkowski, J. M. Blondin und R. McCray, 1997, ApJ **476**, L31-L34
- [Bouchet91] P. Bouchet, I.J. Danzinger und L. B. Lucy 1991, AJ **102**, 1135-1146
- [Burrows95] C. J. Burrows, J. Krist et al., 1995, ApJ **452**, 680-684
- [Cernuschi67] F. Cernuschi, F. Marsicano und S. Codina, 1967, Ann. d'Ap. **30**, 1039
- [Cesarsky96] C. Cesarsky et al., 1996, A&A **315**, L32-L37
- [Chevalier82] R. A. Chevalier, 1982, ApJ **258**, 790
- [Chevalier87] R. A. Chevalier und C. Fransson, 1987, Nature **328**, 44
- [Chevalier95] R. A. Chevalier und V. V. Dwarkadas, 1995, ApJ **452**, L45-L48
- [Chlewicki88] G. Chlewicki und R. J. Laureijs, 1988, A&A **207**, L11-L14
- [Chugai97] N. N. Chugai, R. A. Chevalier et al., 1997, ApJ **483**, 925-940
- [Colangeli95] L. Colangeli, V. Mennela et al., 1995, A&A Suppl. Series **113**, 561-577
- [Coulais98] A. Coulais und A. Abergel, *Transient correction of the ISOCAM data with the Fouks-Schubert model: first results*, technischer Bericht, 1998
- [CRC98] CRC Handbook of Chemistry and Physics, 79. Ausgabe, 1998, CRC Press
- [Crotts91] A. P. S. Crotts und S. R. Heathcote, 1991, Nature **350**, 683
- [Dennerl95] K. Dennerl, J. Engelhauser et al., März 1995, *The ROSAT Data Product Guide*
- [Desert86] F. X. Desert, F. Boulanger und S. N. Shore, 1986, A&A **160**, 295
- [Draine78] B. T. Draine, 1978, ApJ Suppl. Series **36**, 595-619
- [Draine81] B. T. Draine, 1981, ApJ **245**, 880-890
- [Draine87] B. T. Draine, Princeton Observatory Preprint **213**, 1987
- [DraineAnd85] B. T. Draine und N. Anderson, 1985, ApJ **292**, 494
- [DraineLarazin99] B. T. Draine und A. Larazin, 1999, ApJ **512**, 740-754
- [DraineLee84] B. T. Draine und Hyung Mok Lee, 1984, ApJ **285**, 89-108
- [DraineSalp79a] B. T. Draine und E. E. Salpeter, 1979, ApJ **231**, 77-94
- [DraineSalp79b] B. T. Draine und E. E. Salpeter, 1979, ApJ **231**, 438-455
- [Duley80] W. W. Duley, 1980, ApJ **240**, 950-955

- [Dwek80] E. Dwek und J. M. Scalo, 1980, ApJ **239**, 193-211
- [Dwek86] E. Dwek, 1986, ApJ **302**, 363
- [Dwek87] E. Dwek, 1987, ApJ **322**, 812-821
- [Dwek88] E. Dwek, 1988, ApJ **329**, 814-819
- [Dwek97] E. Dwek und R. Arendt et al., 1997, ApJ **475**, 565
- [DwekArendt92] E. Dwek und R. Arendt, 1992, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **30**, 11-50
- [DwekFost96] E. Dwek, S. M. Foster und O. Vancura, 1996, ApJ **457**, 244-252
- [DwekSmith96] E. Dwek und R. K. Smith, 1996, ApJ **459**, 686-700
- [DwekWerner81] E. Dwek und M. W. Werner, 1981, ApJ **248**, 138-151
- [Ehrenreich62] H. Ehrenreich und H. R. Philipp, 1962, Physical Review **15**, 1622-1629
- [EnsmanBurrows92] L. Ensman und A. Burrows, 1992, ApJ **393**, 742-755
- [EmmeringChevalier89] R. T. Emmering und R. A. Chevalier, 1989, ApJ **338**, 388-402
- [Frisch99] P. C. Frisch, J. Dorschner et al., 1999, ApJ **525**, 492-516
- [Gaensler97] B. M. Gaensler, R. N. Manchester et al., 1997, ApJ **479**, 845-858
- [Gail75] H.-P. Gail und E. Sedlmayr, 1975, A&A **47**, 17-27
- [Gail99] H.-P. Gail und E. Sedlmayr, 1999, A&A **347**, 594-616
- [Garcia96a] G. García-Segura, M.-M. Mac Low und N. Langer, 1996, A&A **305**, 229-244
- [Garcia96b] G. García-Segura, N. Langer und M.-M. Mac Low, 1996, A&A **316**, 133-146
- [Garnavich97a] P. Garnavich, R. Kirshner und P. Challis, IAUC 6710, Juli 1997
- [Garnavich97b] P. Garnavich, R. Kirshner und P. Challis, IAUC 6761, Oktober 1997
- [Garnavich99] P. Garnavich, R. Kirshner und P. Challis, IAUC 7102, Februar 1999
- [Gehrz87] R. D. Gehrz und E. P. Ney, 1987, Pub. Nat. Acad. Sci. **84**, 6961
- [Gerritsen56] A. N. Gerritsen, Handbuch der Physik XIX, Herausgeber S. Flügge, Springer-Verlag, New York, 1956
- [Gerthsen89] C. Gerthsen, H. O. Kneser und H. Vogel, 1989, *Physik, Ein Lehrbuch zum Gebrauch neben Vorlesungen*, 16. Aufl., Springer-Verlag
- [Gilmozzi95] R. Gilmozzi, S. Ewald und E. Kinney, *The Geometric Distortion Correction for the WFPC2 Cameras*, WFPC2 Instrument Science Report 95-02, 1995
- [Gmelin Si B2I] Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie, *Si, Supplement Volume B2, SiC Part 1*, 1984

- [Gorenstein94] P. Gorenstein, J. P. Hughes und W. H. Tucker, 1994, ApJ **420**, L25
- [Guhatarkurta89] P. Guhatarkurta und B. T. Draine, 1989, ApJ **345**, 230
- [Hamilton84] A. J. S. Hamilton und C. L. Sarazin, 1984, ApJ **284**, 601-611
- [Hasinger96] G. Hasinger, B. Aschenbach und J. Trümper, 1996, A&A **312**, L9-L12
- [Heinrichsen] Ingolf Heinrichsen, private Kommunikation
- [Holtzman95] J. Holtzman, J. J. Hester et al., 1995, PASP **107**, 156-178
- [Hoyle70] F. Hoyle und N .C. Wickramasinghe, 1970, Nature **226**, 62-63
- [Hoyle88] F. Hoyle und N .C. Wickramasinghe, 1988, Astrophys. & Space Science **147**, 245-256
- [Hughes79] A. E. Hughes und S. C. Jain, 1979, Adv. Phys. **28**, 717
- [Hulst81] H. C. van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles*, New York: Dover, 1981
- [ISOCAM manual] *ISOCAM Observer's Manual* Vers. 1.0, 28. März, 1994, ISOCAM Team
- [ISO Observer Manual] *Infrared Space Observatory Observer's Manual* Vers. 2, 31. März 1994, Iso Science Operation Team
- [ISOPHOT2000] *THE ISO HANDBOOK, PHT - The Imaging Photo-Polarimeter, Vol. V*, 10. Februar 2000
- [Itoh88] H. Itoh, 1988, Publ. Astron. Soc. Japan **40**, 263-272
- [Johnson74] P. B. Johnson und R. W. Christy, 1974, Physical Review B **9**, 5056-5070
- [Jones90] A. P. Jones, 1990, Mon. Not. R. Astr. Soc. **245**, 331-334
- [Jones94] A. P. Jones, A. G. G. M. Tielens et al., 1994, ApJ **433**, 797-810
- [Jones96] A. P. Jones, A. G. G. M. Tielens und D. J. Hollenbach, 1996, ApJ **469**, 740-764
- [Jura96] M. Jura, *Carbon Dust Particle Size Distributions Around Mass-Losing AGB Stars in Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials*, ed. T. J. Bernatowicz und E. Zinner, AIP Conference Proceedings 402, 1996
- [Karzas61] W. J. Karzas und R. Latter, 1961, ApJ Suppl. Series **6**, 167
- [Kessler96] M. F. Kessler et al., 1996, A&A **315**, L27-L31
- [Kim94] S.-H. Kim, P. G. Martin und P. D. Hendry, 1994, ApJ **422**, 164
- [Kittel93] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, R. Oldenbourg Verlag München Wien, 1993
- [Koike80] C. Koike, H. Hasegawa und A. Manabe, 1980, Astrophys. & Space Science **67(2)**, 495
- [Koornneef84] J. Koornneef, 1984, in *IAU Symposium 108, Structure and Evolution of the Magellanic Clouds*, ed. S. van den Bergh und K. S. de Boer, Dordrecht Seidel, 333

- [Kozasa89] T. Kozasa, H. Hasegawa und K. Nomoto, 1989, ApJ **346**, L81-L84
- [Kozasa91] T. Kozasa, H. Hasegawa und K. Nomoto, 1991, A&A **249**, 474-482
- [Kozma92] C. Kozma und C. Fransson, 1992, ApJ **390**, 602-621
- [Kozma98a] C. Kozma und C. Fransson, 1998, ApJ **496**, 946-966
- [Kozma98b] C. Kozma und C. Fransson, 1998, ApJ **497**, 431-457
- [Kozma99] C. Kozma, 1999, *Future Directions of Supernova Research: Progenitors to Remnants*, ed. S. Cassisi & P. Mazzali, Mem.Soc.Astr.It
- [Kreibig69] U. Kreibig und C. v. Fragstein, 1969, Z. Physik **224**, 307-323
- [Kreibig74] U. Kreibig, 1974, J. Phys. F **4**, 999-1014
- [Krueger94] D. Krüger, A. Gauger und E. Sedlmayr, 1994, A&A **290**, 573-589
- [Krueger97] D. Krüger und E. Sedlmayr, 1997, A&A **321**, 557-567
- [Landau60] L. D. Landau und E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon Press, 1960
- [Landgraf98] M. Landgraf, Doktorarbeit, 1998, Heidelberg
- [LaorDraine93] A. Laor und B. T. Draine, 1993, ApJ **402**, 441-468
- [Lawrence2000] S. Lawrence, B. E. Sugerman et al., eingereicht bei ApJ Letters am 5. 4. 2000
- [Lefèvre79] J. Lefèvre, 1979, A&A **72**, 61-66
- [Leger85] A. Leger, M. Jura und A. Omont, 1985, A&A **144**, 147
- [LenhamTreherne66] A. P. Lenham und D. M. Trehern in *Optical Properties and Electronic Structure of Metals*, Herausgeber F. Abelèles, Amsterdam, 1966
- [Li93] H. Li, R. McCray und R. A. Sunyaev, 1993, ApJ **419**, 824
- [Lodders96] K. Lodders und B. Fegley, Jr., *Condensation Chemistry of Carbon Stars in Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials*, ed. T. J. Bernatowicz und E. Zinner, AIP Conference Proceedings 402, 1996
- [Longair97] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Band 1, Cambridge 1997
- [Lucy89a] L. B. Lucy, I.J. Danzinger et al., 1989, in IAU. Colloq., *Structure and Dynamics of the Interstellar Medium*, ed. Tenoreo Tagle, M. Moles & J. Melnick, Springer-Verlag, Berlin, 164
- [Lucy89b] L. B. Lucy, I.J. Danzinger et al., 1989, *Supernovae: The Tenth Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics*, ed. S. E. Woosley, New York, Springer-Verlag, 82
- [Lundqvist96] P. Lyndqvist und C. Fransson, 1996, ApJ **464**, 924-942

- [Lundqvist97] P. Lundqvist und G. Sonneborn, 1997, *The Structure of the Circumstellar Gas of SN 1987A* in in proceedings *SN 1987A: Ten Years After*, ed. M. Phillips & N. Suntzeff
- [Lundqvist99] P. Lundqvist, J. Sollermann et al., 1999, ApJ **347**, 500L
- [Lynch96] David W. Lynch und W. R. Hunter in *Handbook of Optical Constants of Solids II*, ed. Edward D. Palik, Academic Press, 1996
- [Martin88] P.G. Martin, 1988, ApJ Suppl. Series **66**, 125-138
- [Masai94] K. Masai und K. Nomoto, 1994, ApJ **424**, 924-932
- [Meikle93] W. P. S. Meikle, J. Spyromilio et al., 1993, Mon. Not. R. Astr. Soc. **261**, 535-572
- [Michael98] E. Michael, R. McCray et al., 1998, ApJ **509**, L117-L120
- [MMP82] J. S. Mathis, P. G. Mezger und Panagia, 1982, A&A **105**, 372-388
- [Mochizuki98] Y. S. Mochizuki, S. Kumagai und I. Tanihata, *Origin of Matter and Evolution of Galaxies 97*, Atami, Japan, November 1997
- [Moravec76] T. J. Moravec, J. C. Rife und R. N. Dexter, 1979, Physical Review B **13**, 3297-3306
- [Murdin90] P. Murdin, *Flammendes Finale, spektakuläre Ergebnisse der Supernovaforschung*, Birkhäuser Verlag, 1990
- [MRN77] J. S. Mathis, W. Ruml und K. H. Nordsiek, 1977, ApJ **217**, 425
- [Nautiyal86] T. Nautiyal und S. Auluck, 1986, Physical Review B **34**, 2299-2305
- [NIST98] NIST Chemistry WebBook, National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Database 69 - November 1998
- [Okumura98] K. Okumura, Juni 1998, *ISOCAM PSF REPORT*
- [Ordal88] M. A. Ordal, R. J. Bell et. al., 1988, Applied Optics **27(6)**, 1203-1209
- [Panagia91] N. Panagia, R. Gilmozzi et al., 1991, ApJ **380**, L23-L26
- [Panagia96] N. Panagia et al., 1996, ApJ **459**, L17-L21
- [Pearce86] G. Pearce und A. J. Mayes, 1986, ApJ **155**, 291-296
- [Pearce92] G. Pearce, K. Turner und C. G. Rushworth, 1992, Astrophys. & Space Science **196**, 337-343
- [Philipp77] H. R. Philipp, 1977, Physical Review B **16**, 2896-2900
- [Plait95] P. C. Plait, P. Lynqvist et al., 1995, ApJ **439**, 730-751
- [Pollack94] J. B. Pollack, D. Hollenbach et al., 1994, ApJ, **421**, 615-639
- [Popescu2000] C. C. Popescu, R. Tuffs, J. Fischera und H. Völk, 2000, A&A **354**, 480-496



- [Puget89] J. L. Puget und A. Léger, 1989, *A New Component Of The Interstellar Matter: Small Grains And Large Aromatic Molecules*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **27**, 161-198
- [Pun97] C. S. J. Pun, G. Sonneborn et al., IAUC 6665, Mai 1997
- [Purcell76] E. M. Purcell, 1976, ApJ **206**, 685
- [Reynolds95] J. E. Reynolds, D. L. Jauncey et al., 1995, A&A **304**, 316
- [Roche93] P. F. Roche, D. K. Aitken und C. H. Smith, 1993, Mon. Not. R. Astron. Soc. **261**, 522-534
- [Russel92] S. Russel und M. A. Dopita, 1992, ApJ **384**, 508-522
- [Schubert95] J. Schubert, technischer Bericht, 1995, MPIA
- [Seab83] C. G. Seab, J. M. Shull, 1983, ApJ **275**, 652
- [Seab87] C. G. Seab, in *Interstellar Processes*, ed. D. J. Hollenbach und H. A. Thronson Jr., 491-512, Dordrecht: Reidel
- [Sedlmayr96] K. Lodders und B. Fegley, Jr., *Condensation Chemistry of Carbon Stars in Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials*, ed. T. J. Bernatowicz und E. Zinner, AIP Conference Proceedings 402, 1996
- [Siebenmorgen99] R. Siebenmorgen, J. Blommaert et al., *ISO Handbook Volume III (CAM), Version 1.0*, Juli 1999
- [Silva98] L. Silva, G. L. Granato, A. Bressan und L. Danese, 1998, ApJ **509**, 103-117
- [Soderberg99] A. M. Soderberg, P. Challis und N. B. Suntzeff, 1999, American Astronomical Society Meeting 194, #86.12
- [Sonneborn97] G. Sonneborn, C. Fransson et al., 1997, ApJ **477**, 848
- [Sonneborn98] G. Sonneborn, C. S. J. Pun et al., 1998, ApJ **492**, L139-L142
- [Spyromilio92] J. Spyromilio und J. R. Graham, 1992, Mon. Not. R. Astr. Soc. **255**, 671-679
- [Stark96] J. L. Starck, A. Claret und R. Siebenmorgen, 1996, *ISOCAM Data Calibration*
- [Staveley-Smith92] L. Staveley-Smith, 1992, Nature **355**, 147
- [Staveley-Smith93] L. Staveley-Smith, D. S. Briggs et al., 1993, Nature **366**, 136
- [Tabak83] R. G. Tabak und A. K. Straitiff, 1983, Astrophys. & Space Science **93**, 199
- [Tabak87] R. G. Tabak, 1987, Astrophys. & Space Science **134**, 145-152
- [Tielens94] A. G. G. M. Tielens, C. F. McKee et al., 1994, ApJ, **431**, 321-340
- [Tuffs98] R. J. Tuffs, J. Fischera et al., Proceedings of the Conference *The Universe as seen by ISO*, Paris, France, 20-23 October 1998

- [Tuffs2000] R. Tuffs, private Kommunikation
- [Turner92] K. Turner und G. Pearce, 1992, *Astrophys. & Space Science* **190**, 1-8
- [Turtle87] A. J. Turtle et al., 1987, *Nature* **355**, 38
- [Voit91] G. Mark Voit, 1991, *ApJ* **379**, 122-140
- [Wang96] L. Wang et al., 1996, *ApJ* **466**, 998
- [Weaver79] J. H. Weaver, E. Colavita et al., 1979, *Physical Review B*, **19**, 3850-3856
- [Weaver81] J. H. Weaver, C. Krafka et al., 1998, *Physics Data, Optical Properties of Metals*, Fachinformationszentrum, 7514 Eggenatein-Leopoldshafen 2, Karlsruhe, F. R. Germany
- [Wheelon68] A. D. Wheelon, *Tables of Summable Series and Integrals involving Bessel Functions*, 1968, Holden-Day, Advanced Physics Monographs
- [Wickramasinghe93] N. C. Wickramasinghe und A. N. Wickramasinghe, 1993, *Astrophys. & Space Science* **200**, 145
- [Wooden93] D. H. Wooden, D. M. Rank et al., 1993, *ApJ Suppl. Series* **88**, 77
- [Wooden97] D. H. Wooden, *Observational Evidence for Mixing and Dust Condensation in Core-Collapse Supernova in Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials*, AIP Conference Proceedings, Ed. T. J. Bernatowicz und E. Zinner, 1997
- [Woosley88] S. E. Woosley, 1988, *ApJ* **330**, 218
- [Woosley89] S. E. Woosley, P. A. Pinto und D. Hartmann, 1989, *ApJ* **346**, 395-404
- [Zijlstra] A. A. Zijlstra, E. Giraud et al., *EMMI & SUSI, The ESO Multi-Mode Instrument and The Superb Seeing Imager*, März 1996
- [Zombeck90] Martin V. Zombeck, 1990, *Handbook of Space Astronomy and Astrophysics*, Cambridge University Press
- [Zywietz96] A. Zywietz, K. Karch und F. Bechstedt, 1996, *Physical Review B* **54(3)**, 1791